



# Optique adaptative par modulateur spatial de lumière en microscopie et holographie

Pierre Gemayel

## ► To cite this version:

Pierre Gemayel. Optique adaptative par modulateur spatial de lumière en microscopie et holographie. Autre. Université de Haute Alsace - Mulhouse, 2016. Français. NNT : 2016MULH9294 . tel-01308201

**HAL Id: tel-01308201**

**<https://theses.hal.science/tel-01308201>**

Submitted on 27 Apr 2016

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# *Thèse de Doctorat*

présentée à

l'Université de Haute Alsace

École doctorale Mathématiques, Sciences de l'Information et de l'Ingénieur (ED269)

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Haute Alsace

Discipline : Traitement du Signal

par

Pierre GEMAYEL

## Optique Adaptative par Modulateur Spatial de Lumière en Microscopie et Holographie

Soutenue publiquement le 18 Février 2016 devant le jury suivant :

Mme Delphine DÉBARRE (CR CNRS, HDR, Université Grenoble Alpes)	Rapporteur
M. Kevin HEGGARTY (Pr, Télécom Bretagne, Brest)	Rapporteur
M. Paul MONTGOMERY (DR CNRS, Université de Strasbourg)	Président du jury
M. Christophe STOLZ (Mcf-HDR, IUT LE CREUSOT)	Examineur
M. Orestis FAKLARIS (Dr, Institut Jacques Monod, Paris)	Examineur
M. Pierre AMBS (Pr, Université de Haute Alsace, Mulhouse)	Directeur de thèse
M. Alain DIETERLEN (Pr, Université de Haute Alsace, Mulhouse)	Directeur de thèse
M. Bruno COLICCHIO (Mcf, Université de Haute Alsace, Mulhouse)	Co-encadrant

# REMERCIEMENTS

Tout d’abord je remercie Mme Delphine Débarre, et M. Kevin Heggarty d’avoir accepté d’être les rapporteurs de cette thèse, de même que pour leur participation au Jury. Ils ont contribués par leurs nombreuses remarques et suggestions à améliorer la qualité de ce mémoire, et je leur en suis très reconnaissant. Je remercie également M. Paul Montgomery, M. Christophe Stolz, et M. Orestis Faklaris qui m’ont fait l’honneur de participer au Jury de soutenance.

Je tiens à exprimer ma gratitude et mes plus vifs remerciements à mes deux directeurs de thèse, **M. Pierre Ambs**, et **M. Alain Dietrelen**, pour m’avoir fait confiance et encadrés pendant ces trois années. Il m’est quasiment impossible d’exprimer en quelques phrases toute ma reconnaissance, pour vos compétences scientifiques, ainsi que vos incontestables qualités humaines. Merci M. Ambs pour m’avoir guidé, encouragé, et conseillé, tout en me laissant une grande liberté, et en me faisant l’honneur de me déléguer plusieurs responsabilités dont j’espère avoir été à la hauteur. Merci M. Dieterlen pour toutes vos remarques et conseils, et surtout aux opportunités que vous m’avez offert en m’inscrivant à des conférences et à des écoles thématiques.

Mes remerciements vont également à **Bruno Colicchio**, pour la gentillesse et la patience qu’il a manifestées à mon égard durant cette thèse, ainsi qu’à l’encadrement et l’aide scientifique qu’il m’a procuré. Je remercie encore mes deux collègues **Luc Gendre**, et **Matthieu Debailleul** pour le soutien technique et informatique qu’ils m’ont fourni, ainsi que pour leurs remarques constructives tout au long de cette période.

Je remercie **Olivier Haeberlé**, directeur du laboratoire **MIPS** (Modélisation, Intelligence, Processus et Systèmes), pour m’avoir accueilli au sein de cette institution, et pour les conseils stimulants que j’ai eu l’honneur de recevoir de sa part.

Par ailleurs, ce travail n'aurait pu être mené à bien sans l'aide, et le précieux soutien de quatre personnes qui me sont très cher : **Marie, Bandar, Marcella** et **Ali**. Votre présence a rendu ces trois années très agréables, même dans les moments les plus difficiles. De même pour le reste de mes amis en France et au Liban, **Marwan, Steven, Marc, Ihab, Alaa, Fadel, Georges, Bob, Rashad, Joelle, Haifa, Asi, Joe, Zaynab, Ahmad, Gringo, Sous, Joyce, Grace, Nicolas, Graziella, Mohamed, Hamsa, Kazimomo, Yousef, Karam, Adib, Rony, et Tarraf**.

Je pense aussi à chacun des membres de ma famille. Mes parents, **Camil** et **Rose**, Mon frère **Gilbert**, et mes deux sœurs **Christine** et **Rita**. Je les remercie pour leur intérêt à mon travail, aussi vague soit-il pour eux, ainsi que leur soutien et encouragement inconditionnel. Une grande pensée à mon grand-père **Nayef**, que j'ai perdu pendant cette période, et qui est sûrement fier de moi. Je vous dédie ce travail.





# TABLE DES MATIERES

<b>Liste des Abréviations</b>	<b>1</b>
<b>Introduction</b>	<b>6</b>
<b>I. Les Modulateurs Spatiaux de Lumière</b>	<b>11</b>
1.1. Introduction	12
1.2. Différents types de modulateurs et domaines de codages	13
1.2.1. Modulateurs basés sur la technologie MEMS	13
1.2.1.1. Les SLM à membranes déformables	14
1.2.1.2. Matrice de micro-miroirs	15
1.2.2. Modulateurs à base de cristaux liquides	16
1.2.2.1. Distribution des molécules du cristal liquide	16
1.2.2.2. Modulateurs à cristaux liquides ferroélectriques	18
1.2.2.3. Modulateurs à cristaux liquides nématiques en hélice TN-LC-SLM	19
1.2.2.4. Modulateurs à cristaux liquides nématiques alignés parallèlement PAL-LC-SLM	20
1.2.3. Différences entre les divers modulateurs	22
1.3. Modulateur utilisé pour cette étude	23
1.3.1. Principe de fonctionnement	26
1.3.1.1. Modulation de phase	26
1.3.1.2. Modulation d'amplitude	29
1.3.2. Caractérisation du modulateur	30
1.3.3. Planéité de la surface du modulateur et distorsion de l'onde réfléchie	34
1.3.3.1. Polynômes de Zernike	34
1.3.3.2. Compensation des aberrations	36
1.4. Conclusion	43
Bibliographie	44

<b>II. Applications des PAL-LC-SLM</b>	<b>52</b>
2.1. Introduction	53
2.2. Les PAL-LC-SLM en Microscopie	54
2.3. Holographie et éléments optiques diffractifs EOD	56
2.4. Optique adaptative	61
2.4.1. Lentilles dynamiques	62
2.4.2. Correction dynamique des aberrations des lentilles	64
2.5. PMI: Phase-measurement Interferometry	68
2.5.1. Introduction	68
2.5.2. Principe des PMI	69
2.5.3. Techniques de modulation de la phase en TPMI	70
2.5.4. Approches des PMI temporelles : Phase-Shifting	71
2.5.5. Résultats expérimentaux	73
2.5.6. Déroulement de la phase	76
2.6. Conclusion	77
Bibliographie	78
<b>III. Méthodes Itératives de récupération de phase</b>	<b>89</b>
3.1. Introduction	90
3.2. Les méthodes itératives "Phase Retrieval"	94
3.2.1. L'algorithme de Gershberg-Saxton	94
3.2.2. L'algorithme de Fienup	97
3.2.3. Approches basées sur des mesures multiples	99
3.3. Spread Spectrum Phase Retrieval	102
3.4. Sources de la dégradation	112
3.4.1. Réglage et calibration des composants optiques	112
3.4.2. Cross-talk du modulateur : Descriptif et compensation	114
3.5 Discussions et Perspectives	126
3.5.1. Intervalle des phases aléatoires	126
3.5.2. Compensation pour toute la surface	128

3.6. Conclusion	130
Bibliographie	132
<b>Conclusion et Perspectives</b>	<b>141</b>



# LISTE DES TABLEAUX

1	Tableau des abréviations utilisées	4
1.1	Domaine de codage des différents modulateurs basés sur la technologie du cristal liquide	23
1.2	Spécifications techniques des deux modulateurs Hamamatsu, et Pluto (de HOLOEYE)	25
3.1	La valeur du SNR obtenue lorsque diverses sources de bruits sont introduites pendant l'étape d'acquisition des spectres	113
3.2	Les valeurs des paramètres $\gamma$ , $r_x$ , et $r_y$ permettant de reconstruire l'objet initial pour chacune des quatre zones du modulateur	129



# TABLE DES FIGURES

1.1	Schéma représentatif d'une membrane déformable	14
1.2	Schéma représentatif de deux pixels d'un DMD	15
1.3	Différents états moléculaires dans un cristal liquide en fonction de la température	16
1.4	Organisation moléculaire dans un cristal liquide dans les phases nématique et nématique cholestérique	17
1.5	Organisation moléculaire dans un cristal liquide dans les phases smectiques A et C	17
1.6	Modulation d'amplitude binaire (gauche) et de phase binaire (droite)	18
1.7	Cellule d'un cristal liquide nématique en hélice lorsque la tension au borne de l'électrode, $V=0$ , (a), $V > V_{th}$ (b), et $V \gg V_{th}$ (c)	19
1.8	Modulation d'amplitude dans un TN-LC-SLM (a) $V=0$ , et (b) $V \gg V_{th}$	20
1.9	État des molécules du cristal liquide dans un ZTN-LC-SLM, en absence de champ électrique (Droite), avec un champ électrique moyen (Milieu), et un champ électrique puissant (Gauche)	21
1.10	Mesure expérimentale de l'intensité du premier ordre de diffraction lorsqu'on adresse sur le modulateur un réseau binaire de période 1 avec deux niveaux de gris 0 et 128	24
1.11	Schéma représentatif de l'utilisation du modulateur Hamamatsu	26



1.12	Schéma expérimental pour la modulation de phase pure	27
1.13	Interféromètre de Michelson	28
1.14	Interférogramme obtenu lorsqu'on adresse un profil avec deux secteurs. Le premier secteur à un niveau de gris de référence $N_{réf} = 0$ , le second a comme niveau de gris les valeurs (a) 0, (b) 64, (c) 128, et (d) 255	29
1.15	(a) Profil d'intensité adressé au modulateur, et (b) son image. (c) hologramme et sa (d) reconstruction dans le plan focal d'une lentille	29
1.16	Exemple de Look Up Table (LUT) pour deux longueurs d'onde	30
1.17	Schéma expérimental pour la calibration de la phase d'un modulateur, basé sur l'analyse de l'intensité du premier ordre de diffraction lorsqu'un réseau de Ronchi est adressé sur le SLM	31
1.18	Intensité du premier ordre de diffraction en fonction du niveau de gris des réseaux de Ronchi	32
1.19	(a) Mesure expérimental du déphasage en fonction du niveau de gris après avoir appliqué la LUT, (b) Intensité du premier ordre de diffraction quand le niveau de gris des réseaux de Ronchi en fonction de $N_{var}$ , après l'application de la LUT. On remarque que $I_1$ passe par deux minimums (déphasage de $2\pi$ ), lorsque $N_{var}$ passe de 0 à 255	33
1.20	Front d'onde analysé est la somme de plusieurs aberrations élémentaires	35
1.21	Pyramide de Zernike avec un seul index J. Le numéro de ligne représente l'ordre n du polynôme, le numéro de colonne représente la fréquence sinusoïdale m	36
1.22	Franges d'interférences obtenues (a) sans distorsion du front d'onde et (b) avec distorsion du front d'onde	37
1.23	Étapes suivies afin de retrouver la forme des distorsions de l'onde réfléchi par le modulateur	38

1.24	Importance de la correction des aberrations induites par la non-planéité de la surface du modulateur	39
1.25	Reconstruction d'un hologramme affiché sur le modulateur (a) sans et (b) avec l'application de la LUT et de la correction des aberrations	40
1.26	Importance de l'application de la LUT et de la correction des aberrations de la surface du modulateur utilisé pour cette étude	41
1.27	Profils de la correction des aberrations introduites par la surface non-plane du SLM, calculés pour deux modulateurs différents fournis par Hamamatsu et appartenant à la même série	42
2.1	Application de plusieurs filtres de Fourier pour obtenir plusieurs modes d'imagerie avec un seul microscope. De gauche à droite: microscopie à champ large, champ sombre, et à contraste de phase (barre d'échelle = 10 $\mu\text{m}$ , $\lambda = 532 \text{ nm}$ )	55
2.2	Principe de l'algorithme de la transformé de Fourier itérative (IFTA)	59
2.3	(b) et (d) les reconstructions des hologrammes de Fourier de phase pure (a) et (c). (e) hologramme de Fresnel de phase pure et (f) représente sa reconstruction	60
2.4	Schéma représentatif du fonctionnement d'un système basé sur l'optique adaptative	61
2.5	(a) Profil de phase de la fonction d'une lentille, correctement échantillonnée, et (b) la phase de la fonction de la lentille sous-échantillonnée. Dans ce cas la distance focale est 3 fois plus petite que la distance focale minimale, entraînant l'apparition de lentilles secondaires	63
2.6	Images obtenues en utilisant le zoom dynamique avec des lentilles ayant respectivement les distances focales (a) $f = 0,26 \text{ m}$ , (b) $f = 0,23 \text{ m}$ , (c) $f = 0,21 \text{ m}$ , et (d) $f = 0,17 \text{ m}$	64

2.7	Schéma illustrant l'effet de l'aberration sphérique sur une lentille. Les rayons parallèles ne se concentrent pas en un point unique	65
2.8	Schéma expérimental permettant d'imager la surface du SLM à l'aide d'une lentille convergente de mauvaise qualité	66
2.9	(a) les franges d'interférences obtenues lorsqu'on adresse un niveau de gris constant sur le modulateur, imagé avec une lentille de mauvaise qualité. (b) et (c) la distorsion introduite par la lentille avant et après la suppression de l'effet d'inclinaison du miroir de référence. (d) et (e) la phase qu'il faut appliquer sur le modulateur pour compenser les aberrations, en radian et en niveau de gris. (f) les franges d'interférences obtenues après la correction des aberrations de la lentille. On remarque que les franges sont plus verticales que dans (a). (g) et (h) représentent respectivement la reconstruction d'un hologramme dans le plan focal de la même lentille, avant et après la correction des distorsions	67
2.10	Schéma représentatif de l'interféromètre de Michelson	69
2.11	Interféromètre de Michelson utilisé pour appliquer la " <i>Four Steps technique</i> ". Le SLM affiche l'objet qu'on doit reconstruire, et applique en même temps un déphasage entre le faisceau de référence et le faisceau incident qu'il réfléchit. L1 sert à imager convenablement la surface du modulateur à l'intérieur de la CCD	74
2.12	(a), (b), (c), (d) représentent respectivement l'objet de phase pure déphasé de $0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}$ . (e), (f), (g), (h) représentent les interférogrammes correspondants	74
2.13	(a), (d) et (g) représentent 3 objets de phase pure affichés sur le modulateur. (b), (e) et (h) leurs reconstructions avec la méthode Four steps. (c), (f) et (i) la moyenne des profils respectifs. On remarque que dans les 3 cas on obtient la même différence de phase entre les différents niveaux de l'objet	75

3.1	Importance de la phase du signal	91
3.2	Principe du fonctionnement d'un Shack-Hartmann	93
3.3	Les quatre étapes de l'algorithme de <b>GS</b>	95
3.4	L'algorithme de Gershberg-Saxton appliqué pour les hologrammes de phase pure	96
3.5	Les trois étapes communes à tous les algorithmes de Fienup	97
3.6	Schéma expérimental de la méthode proposée par Faulkner et Rodenburg. L'objet diffracte le faisceau incident, ensuite en décalant une ouverture on contrôle la surface scannée avant d'enregistrer dans un plan de diffraction le spectre résultant	100
3.7	Schéma expérimental de la méthode proposée par Pedrini et Osten. Le faisceau diffracté par l'objet est acquis au niveau de plusieurs plans, avec une caméra CCD	101
3.8	Schéma expérimental de la méthode SSPR	104
3.9	Algorithme itératif utilisé: $M$ est le nombre de phase aléatoire, $I_m$ le $m^{\text{ème}}$ spectre enregistré; et T.F. l'opérateur de la transformé de Fourier	107
3.10	(a) and (b) montrent les résultats de simulation de la reconstruction d'un front d'onde complexe utilisant la méthode itérative SSPR. L'amplitude du front d'onde reconstruit est identique à celle du front d'onde initial. De même pour la phase, qui est calculée avec un facteur constant par rapport à la phase du front d'onde initial. (c) montre l'évolution logarithmique du SNR en fonction du nombre d'itération lorsqu'on utilise 5 profils de phase aléatoire où on voit bien les 3 étapes de convergence	108
3.11	Simulation montrant le nombre d'itération nécessaire pour que l'algorithme converge en fonction du nombre de phases aléatoires utilisées pendant	

	l'étape d'acquisition. Plus le nombre d'acquisition est important plus la convergence de l'algorithme sera rapide	109
3.12	Simulation montrant la valeur du SNR maximal obtenue pour la reconstruction de Lena, en fonction de l'intervalle des phases aléatoires	109
3.13	(a), (c) et (e) montrent respectivement des objets réels qu'on désire reconstruire. (b), (d) et (f) sont leurs reconstructions respectives. Pour les objets Centro- symétriques (2 et 3 ouvertures circulaires), la reconstruction finale comporte l'objet, ainsi que son appposé à 180°. Pour le rectangle la qualité de reconstruction est très mauvaise et le front d'onde reconstruit est étalé lorsqu'on retourne au plan objet	111
3.14	(a) L'effet du cross-talk sur la valeur du déphasage au niveau d'un pixel. Le profil dressé (b) montre bien que le déphasage n'est pas constant sur toute la surface du même pixel. Cet effet est encore plus visible lorsque la différence de phase entre deux pixels voisins est plus importante	115
3.15	(a) distribution de phase adressée sur le modulateur, et (b) la phase réellement affichée par le SLM qui souffre d'un cross-talk élevé	116
3.16	Schéma expérimental utilisé pour imager la surface du modulateur Hamamatsu. La lentille et la CCD sont placées de sorte à obtenir un grandissement de 10	117
3.17	(a) et (b) représente deux réseaux horizontal et vertical de période 1, adressés numériquement au modulateur. (c) et (d) représentent leurs images respectives	117
3.18	Profil du déphasage obtenu lorsqu'on adresse sur le modulateur un réseau horizontal (haut) et un réseau vertical (bas) avec une période de 1	118
3.19	Simulation de la reconstruction de (a) deux cercles avec un modulateur souffrant de cross-talk gaussien de rayon de 0,5, en utilisant (b) M=5, et (c) M=7 phases aléatoires	119

3.20	La procédure permettant de trouver les valeurs de $r_x$ , $r_y$ , et $\gamma$	121
3.21	L'algorithme itératif de SSPR appliqué en compensant le cross-talk du modulateur: Toutes les phases aléatoires sont convoluées par la fonction de transfert trouvée	121
3.22	(a) objet circulaire et (b) rectangulaire qu'on va reconstruire en avec SSPR en tenant compte de l'effet du cross-talk du modulateur	121
3.23	Reconstruction expérimentale d'un objet composé de deux ouvertures circulaires en utilisant SSPR sans la compensation du cross-talk dans (a) le plan SLM et (b) le plan de l'objet. Avec la compensation du cross-talk (c) dans le plan du SLM et (d) plan objet. Les profils des intensités montrent l'amélioration apportée en compensant le cross-talk	123
3.24	Reconstruction expérimentale d'un rectangle en utilisant SSPR sans la compensation du cross-talk dans (a) le plan SLM et (b) le plan de l'objet. Avec la compensation du cross-talk (c) dans le plan du SLM et (d) plan objet. Les profils des intensités montrent l'amélioration apportée en compensant le cross-talk	123
3.25	Les deux niveaux de phases obtenus pour les deux reconstructions: Une lame (gauche) et deux lames (droites)	124
3.26	Profils des valeurs des phases récupérées: La différence de phase obtenue dans le cas des deux lames correspond au double de la différence de phase obtenue pour une seule lame	125
3.27	(a) Nombre d'itérations nécessaires à la convergence de l'algorithme, et (b) la valeur du SNR finale obtenue (b) en fonction de l'intervalle des phases aléatoire utilisées. On considère que l'algorithme converge lorsque le SNR atteint une valeur constante. Le modulateur utilisé pour cette simulation ne souffre pas du cross-talk	127

- 3.28 (a) Nombre d'itérations nécessaires à la convergence de l'algorithme, et (b) la valeur du SNR finale obtenue (b) en fonction de l'intervalle des phases aléatoire utilisées. On considère que l'algorithme converge lorsque le SNR atteint une valeur constante. Le modulateur utilisé pour cette simulation souffre du cross-talk elliptique avec  $\gamma = 0.5$ ,  $r_x = 0.6$ , et  $r_y = 0.6$  127
- 3.29 Décomposition du modulateur en quatre zones différentes afin de déterminer les valeurs de  $\gamma$ ,  $r_x$ , et  $r_y$  permettant de reconstruire l'objet rectangulaire dans chacune de ces zone 128





# LISTE DES ABREVIATIONS

---

SYMBOLE	SIGNIFICATION
---------	---------------

---

SLM	Spatial Light Modulator
MEMS	Micro-Electro-Mechanical Systems
DMD	Digital Micromirror Device
DM	Deformable Mirror
LCD	Liquid Crystal Display
LC-SLM	Liquid Crystal Spatial Light Modulator
TI	Texas Instruments
DLP	Digital Light Processing
TN	Twisted Nematic
$V$	Tension appliquée au borne due la cellule du cristal liquide nématique en hélice
$V_{th}$	Tension seuil théorique nécessaire pour casser l'hélice d'une cellule d'un cristal liquide nématique en hélice
PAL	Parallel Aligned
$n_o$	Indice de réfraction suivant l'axe ordinaire
$n_e$	Indice de réfraction suivant l'axe extraordinaire

---

---

<b>SYMBOLE</b>	<b>SIGNIFICATION</b>
----------------	----------------------

---

$n_{eff}$	Indice de réfraction effective du cristal liquide
$\theta$	Angle de rotation des molécules du cristal liquide lorsqu'on applique une tension au borne de la cellule
PWM	Pulse Width Modulation
LUT	Look-Up-Table du modulateur
$\Delta\phi$	Déphasage appliqué au niveau du modulateur
$\alpha$	L'angle que fait la polarisation du faisceau incident avec l'axe du modulateur
IL	Index Level
$\lambda$	Longueur d'onde
$I_1$	Intensité du premier ordre de diffraction
PSI	Phase Shifting Interferometry
STED	Stimulated Emission Depletion
DIC	Differential Interference Contrast
SIM	Structured Illumination Microscopy
PSF	Point Spread Function
CGH	Computer Generated Hologram
DOE	Diffraction Optical Elements

---

---

<b>SYMBOLE</b>	<b>SIGNIFICATION</b>
----------------	----------------------

---

DAE	Diffractive Amplitude Elements
DPE	Diffractive Phase Elements
$f$	Distance focale d'une lentille sphérique
$N_l$	Nombre de pixel utilisé pour générer une lentille dynamique
EOD	Éléments Optiques Diffractis
PMI	Phase-Measurement Interferometry
TPMI	Temporal Phase-Measurement Interferometry
$\gamma$	Degré de cohérence mutuelle entre deux ondes qui interfèrent
$\alpha_n$	Phase introduite expérimentalement dans la technique du phase shifting interferometry
SHWFS	détecteur Shack-Hartmann
CDI	Imagerie cohérente diffractive
SSPR	Spread Spectrum Phase Retrieval
DBS	Direct Binary Search
IFTA	Iterative Fourier Transform Algorithms
GS	Méthode itérative de Gershberg et Saxton
T.F.	Transformée de Fourier

---

<b>SYMBOLE</b>	<b>SIGNIFICATION</b>
$T.F.^{-1}$	Transformée de Fourier inverse
IFTA	Iterative Fourier Transform Algorithm
HIO	La méthode Hybrid Input-Output
PIE	Ptychographical Iterative Engine
$\varphi_m$	La $m^{\text{ème}}$ phase aléatoire introduite dans SSPR
$\varepsilon$	Erreur quadratique moyenne de l'algorithme itératif
$SNR$	Rapport signal sur bruit
$U_{in}$	Champ complexe initial de l'objet
$U_n$	Champ reconstruit de l'objet
$P_{adressé}$	Profil de phase aléatoire adressé au modulateur
$P_{affiché}$	Profil de phase aléatoire affiché au modulateur
$a_{r_x r_y, \gamma}$	Fonction de transfert décrivant le cross-talk du modulateur

Table. 1 - Tableau des notations utilisées



# INTRODUCTION

Depuis plusieurs décennies, la récupération de la phase d'un faisceau optique diffracté par un objet complexe s'impose comme un sujet important dans diverses disciplines scientifiques, comme la microscopie, l'astronomie, l'optique adaptative, la cristallographie... En pratique, lorsqu'un faisceau se diffracte à travers un objet, il est caractérisé par deux paramètres : une amplitude et une phase. Chacun de ces deux paramètres porte une partie de l'information décrivant les propriétés internes de l'objet. La valeur de l'amplitude peut être déduite facilement avec un simple détecteur de photons, en calculant la racine carrée de l'intensité du champ enregistré. Cependant, et faute d'absence de matériels sensibles aux variations de la phase, cette dernière composante, qui comporte la majeure partie de l'information concernant l'épaisseur et le changement d'indice de réfraction de l'objet, ne peut pas être mesurée directement.

Généralement, les méthodes qui permettent de remonter à cette information capitale se divisent en trois grandes catégories : la première regroupe les senseurs du front d'onde comme l'analyseur à pyramide [1], et le détecteur Shack-Hartmann (**SHWFS**) [2]. La deuxième catégorie concerne les méthodes interférométriques [3], qui présentent beaucoup d'avantages, mais restent sensibles aux bruits et à l'instabilité du système. Puis finalement, on trouve les méthodes itératives basées sur la propagation du faisceau [4, 5]. L'intérêt de ces dernières réside dans le fait qu'elles sont moins sensibles au bruit, et bénéficient d'une implémentation expérimentale simple, surtout que le développement des techniques informatiques a rendu cette approche plus intéressante. Toutefois, même si l'efficacité de ces méthodes a été démontrée dans plusieurs domaines, leur utilisation est restée limitée en raison de certaines exigences sur les conditions expérimentales, et à la non-convergence de leurs algorithmes vers une solution unique dans un grand nombre de cas. Ceci est encore plus vrai pour les objets dits "objet complexes", possédant une amplitude et une phase, ce qui réduit fortement leur champ d'application.

Afin de surmonter ces problèmes de convergence, diverses stratégies expérimentales ont été développées [6]. Elles ont toutes comme principe d'introduire de nouvelles contraintes bien connues dans le plan de l'objet. Cela permet d'augmenter le nombre de spectres acquis, et donc accroître et diversifier les sources d'informations sur l'objet de base, ce qui va aider l'algorithme itératif à converger plus rapidement vers une solution finale et unique. Comme exemple de ces stratégies expérimentales, on peut acquérir plusieurs spectres provenant de différentes zones de l'objet, ou moduler la longueur d'onde du faisceau incident, ou même enregistrer les spectres dans des plans parallèles, connectés entre eux par la transformée de Fresnel.

Dans ce contexte, une grande partie de cette thèse vise à démontrer expérimentalement une technique connue sous SSPR (Spread Spectrum Phase Retrieval), proposé en 2007 par Zhang [7], tout en lui introduisant un certain nombre de modifications, afin de la rendre plus performante et plus robuste face aux limites expérimentales.

Cette thèse a été réalisée au laboratoire MIPS de l'Université de Haute Alsace, et le travail se situe entre deux compétences du laboratoire : l'équipe FOTI spécialisée dans les éléments optiques diffractifs **EOD**, et l'équipe IMTI, active dans le domaine de la microscopie optique 3D en fluorescence et en microscopie tomographique diffractive.

Dans l'univers des éléments optiques diffractifs, les modulateurs spatiaux de lumière (**SLM**) sont toujours omniprésents. Ce sont des composants matriciels optoélectroniques à base de cristaux liquides ou de micromiroirs, permettant la modulation d'un front d'onde en amplitude et/ou en phase. Si en volume, la majorité des SLM est utilisée dans les vidéoprojecteurs, de nombreuses applications scientifiques récentes se sont développées autour d'eux, et dans diverses disciplines scientifiques. Par exemple en microscopie optique où ce composant est implémenté à la fois dans le trajet d'illumination et le trajet d'imagerie, l'optique adaptative où le SLM est utilisé pour corriger les sources des aberrations induites dans le chemin optique, les pinces optiques, la métrologie optique, et bien d'autres. La technologie des SLM à cristaux liquides sur silicium (LCoS) est maintenant arrivée à maturité, et on peut actuellement disposer d'un modulateur performant, effectuant une modulation de phase pure, et permettant de modifier dynamiquement la forme d'un faisceau lumineux.

La première partie de cette thèse comporte une étude détaillée sur les différents types de modulateurs spatiaux de lumière [8]. Cette étude va permettre de les comparer afin de pouvoir choisir le mieux adapté à notre application. Après la sélection du modulateur à base de cristaux liquides alignés parallèlement (PAL-LC-SLM), nous présentons ses caractéristiques techniques, ainsi que les tests et les étapes de calibrations nécessaires pour assurer son fonctionnement linéaire et optimal.

Dans la deuxième partie, nous allons montrer et réaliser plusieurs types d'applications possibles avec ce composant, dans divers domaines scientifiques, comme l'holographie, la microscopie, l'optique adaptative ainsi que les méthodes interférométriques permettant de reconstruire la phase d'un faisceau lumineux. On montrera également comment ce type de modulateur permet de générer des fronts d'onde, et des lentilles dynamiques, et de quelle manière il intervient pour compenser les aberrations introduites par les composants optiques du système.

Dans une dernière partie, nous concentrons notre travail autour de la méthode itérative SSPR. On montrera comment on peut rendre l'application de cette méthode plus simple en utilisant un modulateur spatial de lumière à base de cristaux liquides, et en travaillant dans le plan de Fourier à la place du plan de Fresnel. Néanmoins, lors de la mise en œuvre expérimentale de cette méthode, nous constatons que les résultats obtenus sont de mauvaise qualité par rapport aux résultats des simulations. Nous effectuons donc, une étude détaillée concernant les sources de bruits pouvant être responsables de la dégradation de la qualité des reconstructions. Chacune de ces sources de bruits ajoute sa propre contribution, mais la diaphonie (ou cross-talk) du modulateur reste le facteur qui dégrade le plus les reconstructions [9]. En pratique, les modulateurs spatiaux de lumière à base de cristaux liquides (LC-SLM) sont connus pour avoir un cross-talk élevé. La tension appliquée au niveau d'un pixel affecte ses voisins, ce qui se traduit par une phase affichée sur le modulateur très différente de celle qu'on attend. Pour résoudre ce problème, nous considérons que le cross-talk peut être modélisé par une fonction de transfert, puis nous proposons une procédure permettant de l'estimer afin de compenser son effet. Cette approche a finalement été validée expérimentalement par l'obtention de reconstructions de meilleure qualité et de meilleur contraste.



## BIBLIOGRAPHIE DE L'INTRODUCTION

1. R. Ragazzoni, and J. Farinato, "Sensitivity of a pyramidic Wave Front sensor in closed loop Adaptive Optics," *Astronomy and Astrophysics* **350**, L23-L26 (1999).
2. M. Nicolle, "Analyse de front d'onde pour les optiques adaptatives de nouvelle génération: optiques adaptatives à large champ et optique adaptative extrême," (Paris 11. Thèse de Doctorat, 2006).
3. D. Gabor, "A new microscopic principle," *Nature* **161**, 777-778 (1948).
4. R. W. Gerchberg, and O. Saxton, "A practical algorithm for the determination of the phase from image and diffraction plane pictures," *Optik* **35**, 237-246 (1972).
5. J. R. Fienup, "Reconstruction of an object from the modulus of its Fourier transform," *Opt. Lett.* **3**, 27-29 (1978).
6. E. Osherovich, "Numerical methods for phase retrieval," arXiv preprint arXiv:1203.4756 (2012).
7. F. Zhang, G. Pedrini, and W. Osten, "Phase retrieval of arbitrary complex-valued fields through aperture-plane modulation," *Phys. Rev. A* **75**, 043805 (2007).
8. G. Lazarev, A. Hermerschmidt, S. Krüger, and S. Osten, *LCOS Spatial Light Modulators: Trends and Applications* (2012).
9. K.-H. F. Chiang, S.-T. Wu, and S.-H. Chen, "Fringing field effect of the liquid-crystal-on-silicon devices," *Japanese Journal of Applied Physics* **41**, 4577 (2002).



# CHAPITRE I

## LES MODULATEURS SPATIAUX DE LUMIERE

## 1.1. INTRODUCTION

Aujourd'hui, avec de simples composants optiques, comme les miroirs et les lentilles, on peut facilement changer le sens et la direction d'un faisceau lumineux, et moduler l'une de ses propriétés internes, telles que l'amplitude, la phase et l'état de polarisation. Or, pour certaines applications, l'efficacité et la vitesse de modulation, ainsi que la taille des modulateurs doit être optimisée. D'où émerge l'idée de composants fixes, de petites tailles, contrôlés électriquement ou optiquement, et permettant de moduler dynamiquement l'amplitude, la phase et/ou la polarisation du faisceau lumineux. Ce type de composant est appelé modulateur spatial de lumière (Spatial Light Modulator **SLM**).

Pour fabriquer un modulateur spatial de lumière, plusieurs phénomènes physiques ont été utilisés [1]. Les premiers modèles étaient basés sur les effets électro-optiques et les effets magnéto-optiques des matériels dits "Bulk", connus pour leur temps de réponse rapide. Cependant, les circuits électriques et magnétiques devaient être assez larges pour atteindre un déphasage important, ce qui rendait ces composants moins compacts. D'autres modulateurs, basés sur des phénomènes acousto-optique ont été développés. Ceux-là avaient un temps de réponse acceptable, avec des circuits de taille modérés, mais la nature de l'onde acoustique limitait leur utilisation à une seule dimension [2]. À partir des années 70, les recherches d'un modulateur spatial de lumière moderne ont été orientées vers des structures pixélisées, où la taille du pixel est proche de la longueur d'onde, permettant de moduler dynamiquement le front d'onde. Cela permet de contrôler spatio-temporellement les différentes zones du faisceau lumineux suivant des valeurs complexes quelconques, tout en tenant compte des propriétés de diffraction dues à la pixellisation du composant.

Actuellement, on peut distinguer deux grandes catégories de modulateurs [3]. Ceux qui sont adressés électriquement, et ceux qui sont adressés optiquement, et qui nécessitent préalablement la modulation d'un faisceau lumineux d'adressage. Les modulateurs adressés électriquement sont basés, soit sur la technologie **MEMS** [4, 5] (Microelectromechanical systems), comme les matrices de micro-miroirs (**DMD** Digital Micromirror Device), ou les miroirs déformables (**DM** Deformable Mirror), soit sur la technologie **LCD** [6] (Liquid-crystal displays). Dans les deux cas, le modulateur prend habituellement la forme d'un réseau

microscopique de pixels, adressés indépendamment, comportant des miroirs mobiles pour la technique DMD, ou des cellules de cristal liquide pour la technique LCD.

Le but de ce chapitre est de choisir un modulateur adapté à la suite de l'étude. On introduira donc en premier lieu les différents types de modulateurs spatiaux de lumière les plus répandus. On présentera leurs avantages et leurs inconvénients, ainsi que leurs domaines de codage. Dans un deuxième temps, on se concentrera essentiellement sur les modulateurs à base de cristaux liquides **LC-SLM**. On discutera de leurs caractéristiques, et des calibrations nécessaires pour assurer leur fonctionnement linéaire et optimal. Finalement, on établira un tableau comparatif, qui permettra de justifier notre choix de modulateur pour le reste du travail.

## **1.2. DIFFERENTS TYPES DE MODULATEURS ET DOMAINES DE CODAGES**

### **1.2.1. MODULATEURS BASES SUR LA TECHNOLOGIE MEMS**

La technologie **MEMS** (de Microelectromechanical systems en anglais ou microsystème électromécanique en Français), est apparue au début des années 1970 en tant que dérivée de la micro-électronique. Les premières versions des modulateurs spatiaux de lumière basés sur cette technologie ont été destinées pour des applications d'affichage et de projection [2]. Même s'ils effectuent une modulation rapide (kHz) avec des pertes négligeables, ces modulateurs restaient à l'époque peu adaptés pour des applications de contrôle précis de phase. Actuellement, les modulateurs MEMS sont utilisés dans plusieurs domaines, allant de l'électronique, et de l'optique adaptative jusqu'à la technologie de numérisation et d'impression [7], et surtout dans l'industrie militaire de la défense, ce qui a contribué à leurs développements rapides.

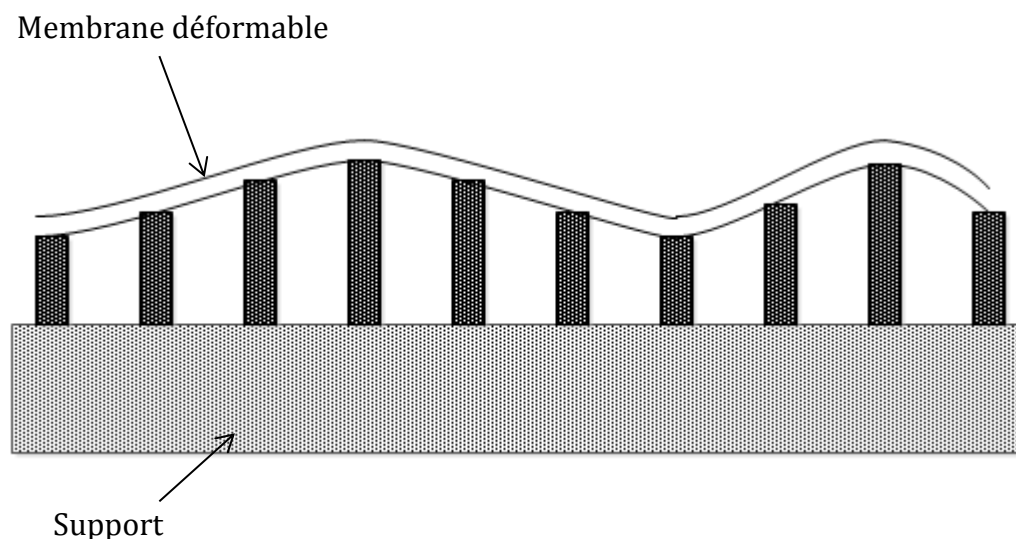
Les modulateurs appartenant à cette catégorie sont appréciés pour avoir une cadence très élevée. Ils sont fonctionnels sur une large bande spectrale, et sont insensibles à l'état de polarisation du faisceau incident. Cependant, leur résolution spatiale reste faible avec des pixels de grande taille (par rapport à la technologie LCD [8, 9]), ce qui limite leurs utilisations dans certaines applications. Aussi, ils ne sont pas capables d'effectuer des modulations avec des sauts de phase brusque.

#### 1.2.1.1. LES SLM A MEMBRANES DEFORMABLES

Les modulateurs à miroirs déformables **DM** (Deformable Mirror), sont des dispositifs adressables électriquement, permettant d'effectuer une modulation de phase continue, quantifiée ou binaire [3]. L'idée remonte à 1953 [10], lorsque Babcock a proposé l'optique adaptative comme solution pour corriger les aberrations atmosphériques. Ces composants sont placés dans une boucle fermée avec des détecteurs de front d'onde, afin de corriger les distorsions induites par les turbulences atmosphériques.

En 1977 Grosso a réussi à mettre en place un miroir déformable formé d'une membrane métallique de grande taille [11]. Le but était d'ajuster dynamiquement la surface de la DM, afin qu'elle corresponde à l'inverse du déphasage induit au front d'onde par les turbulences atmosphériques [12].

D'autres personnes ont travaillé parallèlement sur le sujet, et ont proposé plusieurs types de DM [13-15]. Pape et Hornbeck [16] chez Texas Instruments ont conçu un dispositif pixelisé formé de plusieurs membranes déformées de manière électrostatique, et Vdovin [17], qui a proposé un modulateur formé d'une seule membrane. Texas Instrument a ensuite présenté un nouveau type de DM qui permet juste une modulation d'amplitude binaire. Ces composants sont actuellement très utilisés en microscopie optique. Pour plus de détails sur ce sujet, le lecteur est prié de se référer aux [18, 19].



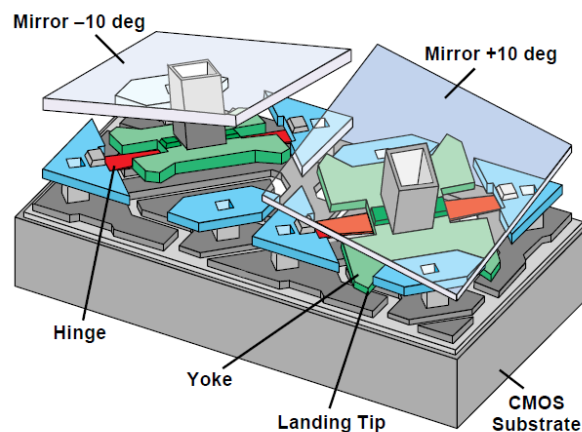
**Fig. 1.1** Schéma représentatif d'une membrane déformable

#### 1.2.1.2. MATRICE DE MICRO-MIROIRS

Les matrices de micro-miroirs ou **DMD** (de Digital Micromirror Device), sont des composants micromécaniques matriciels, ayant une entrée électronique et une sortie optique, permettant une modulation spatiale rapide, efficace et fiable d'un front d'onde. Leur développement a commencé en 1977 avec Larry Hornbeck chez Texas Instruments (**TI**) [16, 20-22], suite à une demande du département de défense américaine. Le premier composant a été créé en 1987, chez TI, dans le but de l'intégrer dans les projecteurs **DLP** (Digital Light Processing), où chaque micro-miroir du DMD formait un pixel de l'image projetée.

Un miroir de la DMD peut avoir deux positions. Lorsqu'une tension est appliquée sur les électrodes, le miroir pivote de  $10^\circ$  par rapport à l'axe, sinon il tourne de  $-10^\circ$ . Le faisceau lumineux peut donc être réfléchi dans deux directions possibles, dont l'une sera éliminée par un masque absorbant. Ce système effectue une modulation d'amplitude binaire avec une cadence de rafraîchissement élevée (de l'ordre de Kiloherztz). Par modulation de largeur d'impulsion du signal de commande, on est capable d'effectuer une modulation en niveau de gris [22], ou même une modulation de phase.

Les DMD sont actuellement utilisés dans plusieurs domaines scientifiques [23], comme les vidéoprojecteurs grand public, l'affichage volumétrique, la mémoire holographique, la lithographie, l'imagerie médicale et d'autres. Ajoutons à cela que certains progrès récents [24-26], montrent des hautes performances dans la vitesse et la qualité de modulation (de l'ordre de 100 KHz).



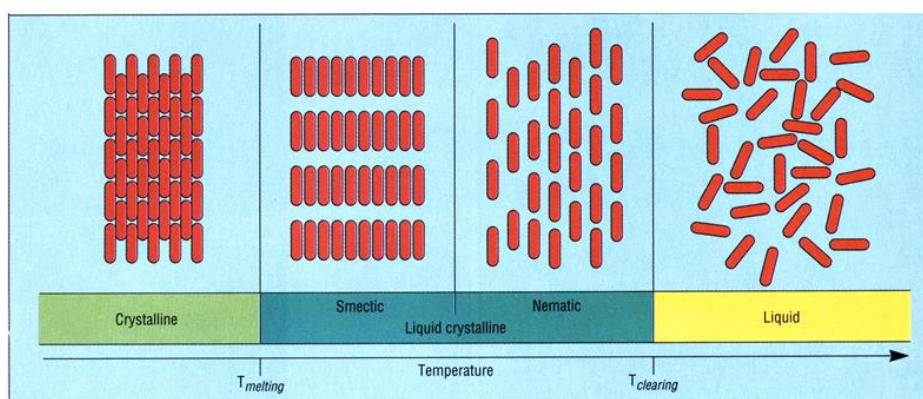
**Fig. 1.2** Schéma représentatif de deux pixels d'un DMD [21]

D'autres types de modulateurs appartenant à d'autres technologies ont également été développés, même s'ils ne sont pas très utilisés actuellement. On peut citer les SLM à effet magnéto-optique basés sur l'effet Faraday [27-29], qui peuvent atteindre une cadence de fonctionnement de quelques kHz. Même s'ils sont très utiles dans certains domaines, ces modulateurs ont une faible efficacité optique (1 – 4%), ce qui limite leur application [30]. On trouve également des modulateurs piézo-électriques basés sur l'effet Kerr [31, 32], caractérisés par une grande vitesse de commutation, ainsi que des modulateurs à puits quantiques multiples [33] qui fonctionnent à des fréquences de l'ordre GHz.

### 1.2.2. MODULATEURS A BASE DE CRISTAUX LIQUIDES

#### 1.2.2.1. DISTRIBUTION DES MOLECULES DU CRISTAL LIQUIDE

Les cristaux liquides sont des molécules organiques qui se trouvent dans un état intermédiaire entre les liquides et les solides [1]. Ces molécules ont été découvertes pour la première fois en 1888 par le chimiste autrichien Friedrich Reinitzer, qui a constaté qu'entre 145,5 °C et 178,5 °C les molécules du Cholestérol se trouvaient dans cet état intermédiaire. L'arrangement moléculaire, et donc les propriétés internes d'un cristal liquide, change en fonction de la température à laquelle il est soumis [34] (Figure 1.3 [35]). On en distingue plusieurs phases ou états :



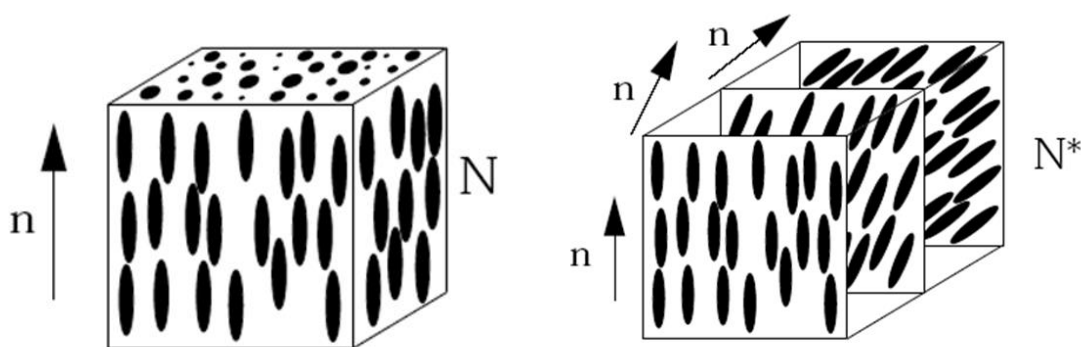
**Fig. 1.3** Différents états moléculaires dans un cristal liquide en fonction de la température



## 1.2- Différents types de modulateurs et domaines de codages

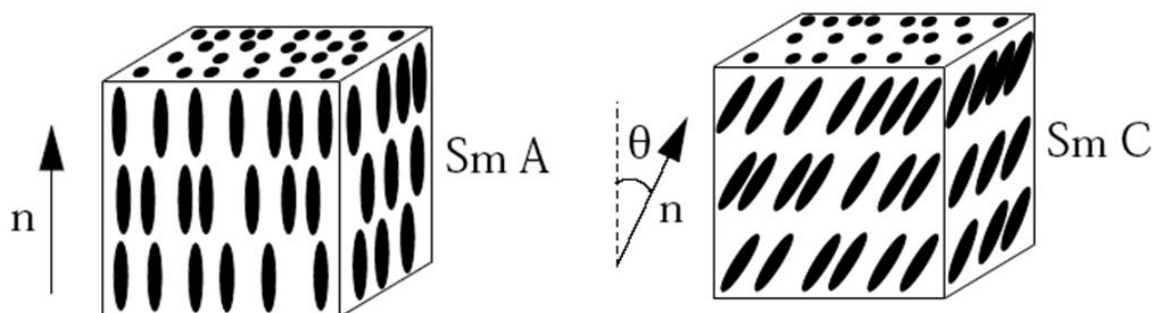
- Phase isotrope : lorsque la température est élevée, les molécules deviennent désordonnées et sans un ordre d'orientation.
- Phase nématique (**N**) : quand la température baisse, les molécules restent désordonnées, mais s'orientent moyennement dans une seule direction. Les molécules diffusent comme dans un liquide, mais conservent globalement une direction unique.

Pour des températures encore plus basses, les molécules peuvent s'arranger de manière périodique, en hélice [3]. Il s'agit de la phase nématique cholestérique (**N\***), qui est un état particulier caractérisé par une viscosité plus importante.



**Fig. 1.4** Organisation moléculaire dans un cristal liquide dans les phases nématique (gauche) et nématique cholestérique (Droite)

- La phase smectique : proche de l'état solide, où les molécules s'arrangent en couches équidistantes, en gardant une orientation commune et un ordre de position. Dans cette phase, on en distingue deux états particuliers : la phase smectique A (SmA), et la phase smectique C (SmC), où les molécules s'orientent suivant un angle  $\theta$  par rapport à la normale [3].



**Fig. 1.5** Organisation moléculaire dans un cristal liquide dans les phases smectiques A et C

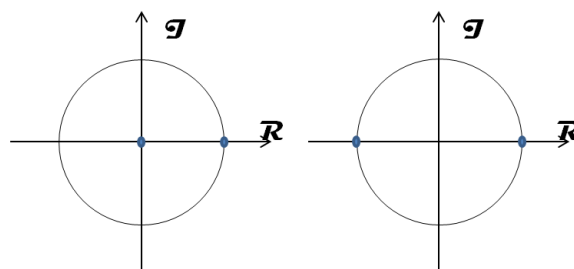
Actuellement, l'ordre de grandeur des températures de passage d'un état à un autre dépend du cristal liquide et de la mixture utilisée, qui sont des informations gardées secrète par les constructeurs.

Grâce à ces propriétés internes, les modulateurs spatiaux de lumière à base de cristaux liquides **LC-SLM** (de Liquid Crystal Spatial Light Modulator), sont capables de modifier les différents paramètres d'un front d'onde. Ils sont les seuls à pouvoir moduler l'amplitude, la phase, et la polarisation d'un faisceau grâce à la rotation de leur polarisation, et à leurs propriétés de biréfringence contrôlée électriquement. Ils présentent également des avantages en termes du nombre et de la taille des pixels, ainsi qu'un taux de remplissage (Surface active/ totale) important. De plus, le modulateur est capable de fournir au niveau de chaque pixel une différence de chemin optique comprise entre 0 et  $2\pi$  (parfois plus), sans être fortement influencée par les pixels voisins.

Cependant, il faut prendre en considération l'aspect de pixellisation de ces composants. Le faisceau modulé se diffracte dans d'ordres supérieurs, ce qui réduit l'efficacité du modulateur et produit des lobes d'interférence supplémentaires [36].

### 1.2.2.2. MODULATEURS A CRISTAUX LIQUIDES FERROELECTRIQUES

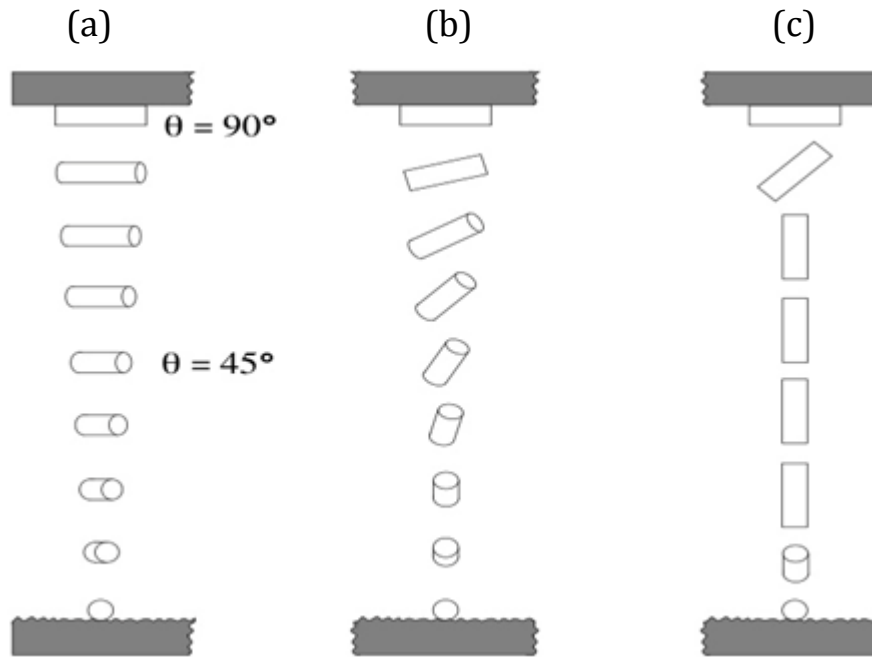
Ces modulateurs sont réalisés avec des cristaux liquides en phase smectique, dont les molécules sont chirales (État  $\text{SmC}^*$ ). Comme le montre la figure 1.6, ils effectuent une modulation de polarisation, qui, en fonction du montage se traduit par une modulation binaire de phase ou d'amplitude. Ils sont caractérisés par une résolution importante (limitée par le fait que ces modulateurs nécessitent une tension d'adressage élevée), ainsi qu'un fonctionnement à haute cadence (de l'ordre du KHz). Ces dispositifs permettent d'effectuer plusieurs types de modulation [37-39], comme une modulation à huit niveaux de phase, à quatre niveaux d'amplitude, ou même une modulation en niveau de gris [40].



**Fig. 1.6** Modulation d'amplitude binaire (gauche) et de phase binaire (droite) : Représentation des valeurs complexes en coordonnées polaires

### 1.2.2.3. MODULATEURS A CRISTAUX LIQUIDES NEMATIQUES EN HELICE **TN-LC-SLM**

Les molécules du cristal liquide qui se trouve dans la phase nématique cholestérique, sont placées entre deux plaques de verre, pour former une couche de quelques microns d'épaisseur, comme le montre la figure 1.7 [3].



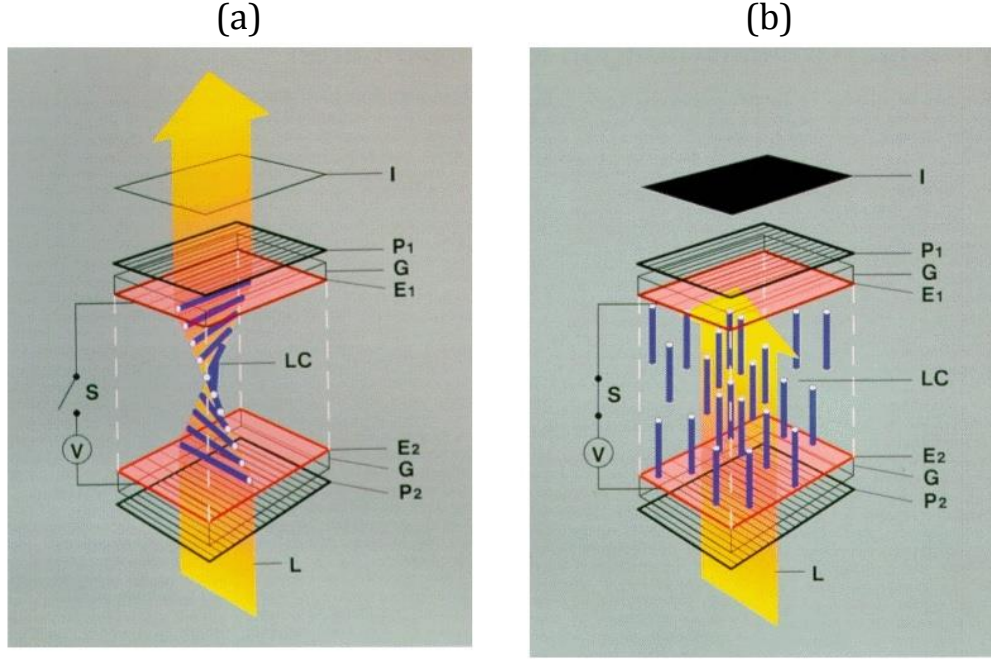
**Fig. 1.7** Cellule d'un cristal liquide nématique en hélice lorsque la tension au borne de l'électrode,  $V=0$  (a),  $V > V_{th}$  (b), et  $V \gg V_{th}$  (c)

Lorsque la tension appliquée est proche de la tension seuil nécessaire pour casser l'hélice (cas b), les molécules s'inclinent faiblement en conservant la structure en hélice, et retardent une composante de polarisation par rapport à l'autre. Théoriquement, une modulation de phase pure est possible, même si avec les composants actuels, le déphasage obtenu ne dépasse pas les  $2\pi$ , et qu'une légère modulation d'amplitude se produit.

Dans le cas où la tension aux bornes des électrodes est importante ( $V \gg V_{th}$ ), l'hélice se casse, et la polarisation du faisceau incident n'est plus guidée tout au long de la cellule. En ajoutant des polariseurs croisés comme le montre la figure 1.8, on est capable de transformer la modulation de la polarisation en une modulation d'amplitude pure (qui sera en réalité couplée avec une modulation de phase).

Ces modulateurs ne sont pas chers, et sont largement répandus dans divers domaines, surtout dans les applications d'affichage et d'imagerie.

## 1.2- Différents types de modulateurs et domaines de codages



**Fig. 1.8** Modulation d'amplitude dans un TN-LC-SLM (a)  $V=0$ , et (b)  $V \gg V_{th}$ . P<sub>1</sub> et P<sub>2</sub> deux polariseurs linéaires. E<sub>1</sub> et E<sub>2</sub> les électrodes.

### 1.2.2.4. MODULATEURS A CRISTAUX LIQUIDES NEMATIQUES ALIGNES PARALLELEMENT **PAL-LC-SLM**

Connus également comme Zero Twist nematic (**ZTN-LC-SLM**), parce qu'au repos (pas de champ électrique appliqué au niveau de la cellule), les molécules du cristal liquide sont alignées parallèlement (Fig. 1.9 droite [41]), appliquant ainsi un retardement maximal à la phase du faisceau incident.

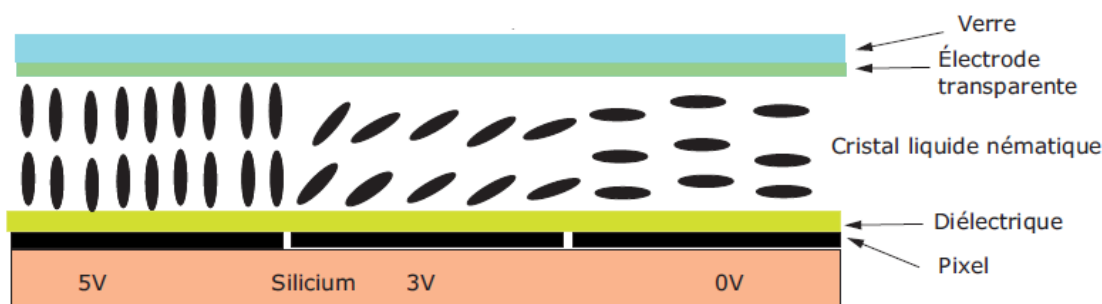
Lorsqu'on applique un champ électrique, les molécules du cristal liquide biréfringent tournent. Cela modifie l'indice de réfraction du milieu suivant l'axe extraordinaire (Fig. 1.9 milieu). Pour un champ intense, les molécules s'alignent verticalement et le faisceau traverse le milieu suivant l'indice de réfraction ordinaire (Fig. 1.9 gauche). L'indice effectif du milieu peut être décrit suivant la formule suivante [2]:

$$\frac{1}{n_{eff}^2} = \frac{\cos^2 \theta}{n_e^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_o^2} \quad (1.1)$$

Où  $n_{eff}$  est l'indice de réfraction "effective",  $n_o$  et  $n_e$ , respectivement les indices ordinaire et extraordinaire, et  $\theta$ , l'angle d'inclinaison des molécules, tel que :

$$\theta = \frac{\pi}{2} - 2 \arctg[e^{-V}] \quad (1.2)$$

Où V est la tension appliquée au niveau de la cellule.



**Fig. 1.9** État des molécules du cristal liquide dans un ZTN-LC-SLM, en absence de champ électrique (Droite), avec un champ électrique moyen (Milieu), et un champ électrique puissant (Gauche) [41].

Une modulation de phase pure est possible si la polarisation du front d'onde incident est alignée avec l'axe extraordinaire des cristaux liquides (**CL**). Dans ce cas, plus l'intensité du champ augmente, plus l'indice de réfraction suivant l'axe extraordinaire diminue, moins le retard appliqué sur la phase du faisceau traversant le milieu est important. Et si l'épaisseur de la cellule est suffisamment grande, on peut atteindre des modulations de phase entre 0 et  $2\pi$  (voir plus).

Une modulation d'amplitude est également possible [42]. Le faisceau incident doit être polarisé linéairement, et à la sortie de la cellule du cristal liquide, il doit traverser un polariseur orienté perpendiculairement par rapport à la polarisation du front d'onde incident. Ce régime est utilisé le plus souvent dans les vidéoprojecteurs.

On peut aussi effectuer une modulation de la polarisation du front d'onde incident [43], ainsi qu'une modulation complexe, même si pour ce dernier cas, certaines modifications expérimentales doivent être appliquées [42].

Ces modulateurs possèdent des plus petits pixels et une meilleure efficacité de modulation par rapport aux TN-LC-SLM décrits dans la section précédente, mais leur vitesse est fixée à la cadence vidéo de leurs drivers [44].

On note également que pour effectuer une modulation de phase supérieure à la longueur d'onde, ces modulateurs doivent "Dérouler" la phase (Phase Wrapping en anglais) en modulo  $2\pi$ .

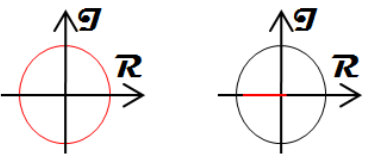
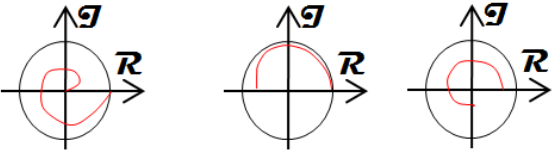
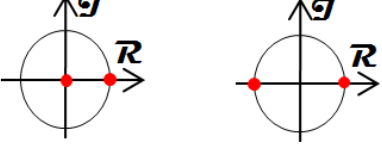
### 1.2.3. DIFFERENCES ENTRE LES DIVERS MODULATEURS

Comme on vient de le voir, il existe plusieurs technologies de fabrication d'un modulateur, donc, il est important de choisir le type de modulateur à utiliser en fonction de l'application. Les SLM peuvent être classés en fonction de la façon avec laquelle les pixels sont adressés. La plupart sont adressés électriquement, et réalisent eux même l'interface électronique-optique, mais on peut trouver des modulateurs adressés optiquement. Ces derniers utilisent un faisceau modulé en amplitude, dit faisceau d'écriture, qui sera projetée sur la face arrière du panel afin de déterminer la tension à appliquer aux bornes des cellules CL. On distingue aussi des modulateurs qui fonctionnent en transmission, et d'autres en réflexion. Pour ces derniers le faisceau traverse la cellule deux fois, ce qui double la modulation, et donc, permet la fabrication de modulateurs plus fin. Aussi, cela réduit également le temps de réponse, améliore la résolution et le taux de remplissage, et diminue le cross-talk entre les pixels voisins [36]. Cependant, les modulateurs en transmission restent plus compacts [45].

Pour les modulateurs adressés électriquement, on en distingue deux modes d'adressage différents [46]:

- Adressage numérique : le niveau de gris est codé d'une façon binaire sur un signal **PWM** (Pulse Width Modulation). Ce signal interfère avec les molécules du cristal liquide, provoquant leur rotation. Tous les pixels sont adressés simultanément, et le cross-talk est négligeable. Par contre, pour des hautes fréquences de fonctionnement, on observe un phénomène appelé "Flicker", qui correspond à une modulation non stable en fonction du temps.
- Adressage analogique : les pixels sont adressés progressivement (pas simultanément) avec une tension analogique. Le modulateur adressé ainsi, ne présente pas du Flicker, mais le cross-talk entre les pixels voisins est plus important que dans le cas d'adressage numérique. Cela est dû au fait, que la fréquence du signal vidéo est plus faible dans la direction verticale que dans la direction horizontale.

La table 1.1 résume les différentes modulations possibles avec les SLM à base de cristaux liquides. Pour chaque cercle, les deux parties, réelle et imaginaire, représentent respectivement une modulation en amplitude et en phase. On peut donc constater, que le PAL-LC-SLM est le seul composant capable d'effectuer une modulation de phase pure comprise entre 0 et  $2\pi$ , sans la coupler avec une modulation d'amplitude. De ce fait, il est le modulateur le plus adapté à l'application développée dans cette thèse.

Modulateur	Domaine de Codage
PAL- LC-SLM	
TN-LC-SLM	
FLC	

**Table. 1.1** Domaine de codage des différents modulateurs basés sur la technologie du cristal liquide : Représentation des valeurs complexes en coordonnées polaires

### 1.3. MODULATEUR UTILISE POUR CETTE ETUDE

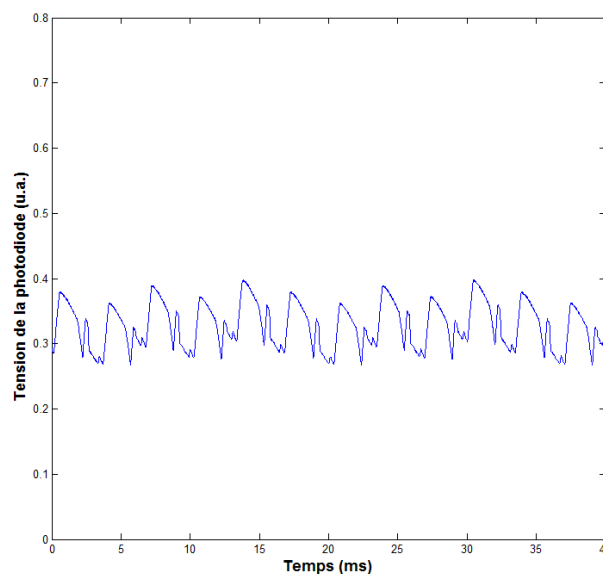
Au début de cette étude, nous avons effectué des tests sur deux modulateurs de phase pure (PAL-LC-SLM ou ZTN-LC-SLM). Le premier modèle était un **LCOS-SLM** (Liquid Crystal On Silicon) série X10468-01 commandé chez Hamamatsu [47]. Ce modulateur fonctionne en réflexion, avec une résolution de 800×600 pixels, adressés analogiquement sur 8 bits (256 niveaux de gris). Le second était un PLUTO- Phase Only Spatial Light Modulator commercialisé chez HOLOEYE [48], en réflexion avec 1920×1080 pixels adressés numériquement sur 8 bits. Ce dernier, à cause de son mode d'adressage numérique, présentait une certaine dépolarisation, mieux connue sous le nom de "Flicker". Cette

### 1.3- Modulateur utilisé pour cette étude

dépolarisation est due à une fluctuation temporelle de l'état de polarisation du faisceau réfléchi, induite par des fluctuations de l'orientation des molécules du Crystal liquide en fonction du temps [49]. Le "Flicker" se traduit par une instabilité temporelle dans le déphasage fourni pour un niveau de gris constant, ce qui rend le modulateur moins stable pour certaines applications.

Afin de mettre en évidence l'effet de ce phénomène sur le modulateur fourni par HOLOEYE, nous adressons sur le SLM un réseau binaire de période 1 avec deux niveaux de gris 0 et 128 (différence de phase de  $\pi$  radian), puis on mesure l'intensité du premier ordre de diffraction du faisceau réfléchi. Cette intensité est directement proportionnelle avec le déphasage présent entre les deux niveaux du réseau [50] (Voir section 1.3.2), et présente des fluctuations périodiques. Cela signifie que le déphasage au niveau du modulateur n'est pas constant et varie en fonction du temps.

La fréquence moyenne de ces fluctuations est de 120 Hz, et leur amplitude dépend du modulateur utilisé, ainsi que du niveau de gris, mais dans certains cas elles peuvent dépasser les  $\lambda/5$  [49, 51]. Cependant, plusieurs techniques ont été développées pour réduire l'effet du Flicker, comme le refroidissement du modulateur de façon contrôlée afin de diminuer la viscosité des molécules du cristal liquide[52], ou par l'ajustement approprié du déphasage appliqué [53].



**Fig. 1.10** Mesure expérimentale de l'intensité du premier ordre de diffraction lorsqu'on adresse sur le modulateur un réseau binaire de période 1 avec deux niveaux de gris 0 et 128



### 1.3- Modulateur utilisé pour cette étude

Ce phénomène de Flicker fortement présent pour le modulateur PLUTO était la raison principale qui nous a poussés à abandonner ce modulateur pour travailler avec celui de Hamamatsu, qui est adressé analogiquement. Ajoutons à cela que le modulateur Hamamatsu possède un meilleur taux de remplissage et une meilleure efficacité de diffraction. Toutes les caractéristiques techniques de ces deux modulateurs sont spécifiées dans la table 1.2

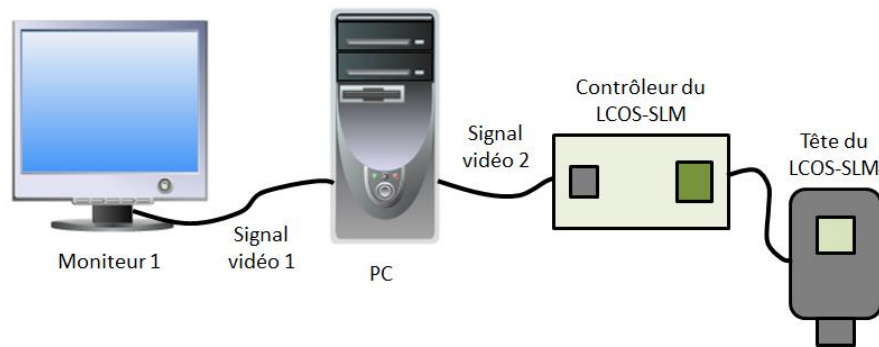


Paramètres	Hamamatsu X10468 -01	PLUTO (HOLOEYE)
Configuration	PAL-LC en réflexion	PAL-LC en réflexion
Mode d'adressage	Analogique	Numérique
Taille	16 mm × 12 mm	15.36 mm × 8.64 mm
Résolution	800 × 600 Pixels	1920 × 1080 Pixels
Pixel Pitch	20 $\mu\text{m}$	8 $\mu\text{m}$
Taux de remplissage	98%	87%
Efficacité de diffraction de l'ordre 0	95%	60%
Déphasage maximal	$2,621\pi$ ( $\lambda = 633 \text{ nm}$ )	$3,7\pi$ ( $\lambda = 633 \text{ nm}$ )
Frame Rate	60 Hz	60 Hz

**Table. 1.2** Spécifications techniques des deux modulateur testés : Hamamatsu, et Pluto (de HOLOEYE)

### 1.3.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

Le modulateur Hamamatsu est fourni avec trois éléments importants (Fig. 1.11). La tête, dans laquelle on trouve une fenêtre pixélisée contenant le cristal liquide. Elle est reliée à un contrôleur, qui lui transmet le profil de phase à afficher. À son tour, le contrôleur est connecté directement à une sortie vidéo d'un ordinateur. Le dernier élément est le software installé sur l'ordinateur, qui va permettre de sélectionner le profil de phase, ainsi que d'appliquer la **LUT** (Look-Up-Table), et la correction des aberrations comme on va le voir dans la prochaine section.



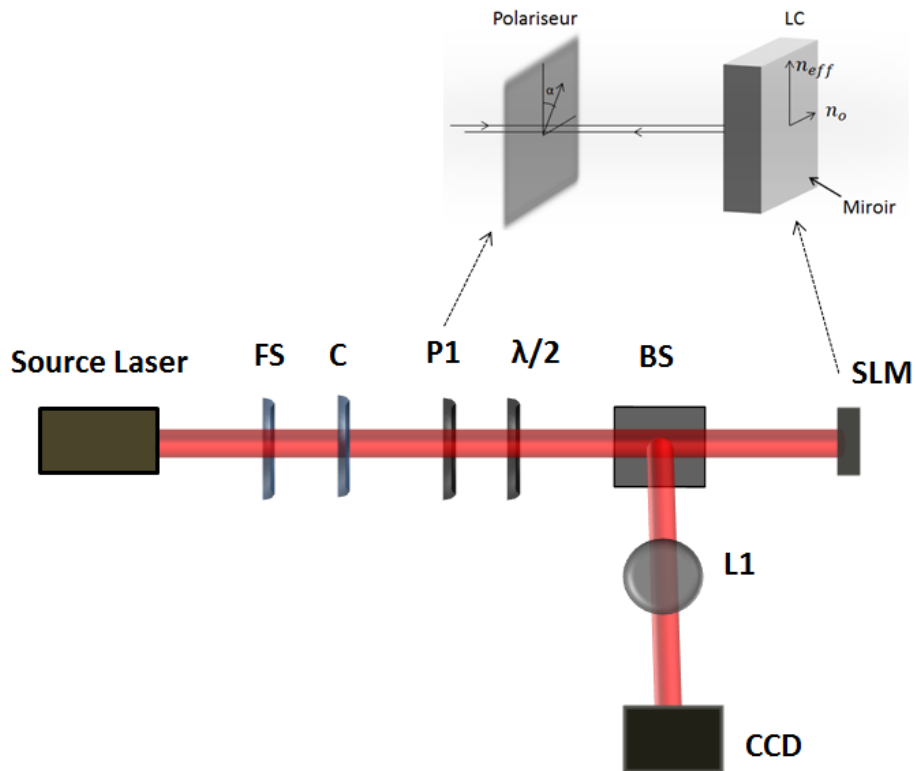
**Fig. 1.11** Schéma représentatif de l'utilisation du modulateur Hamamatsu

Pour un modulateur caractérisé et prêt à fonctionner sur une certaine longueur d'onde, la phase qu'on désire afficher est comprise entre 0 et  $2\pi$ , et est codée sur 8 bits, donc 256 niveaux de gris. Les niveaux 0 et 255 correspondent respectivement à un déphasage nul, et un déphasage de  $2\pi$ . Ce profil de phase codé est transformé par le software en un profil d'intensité (Via une table de LUT, Voir section 1.3.2) avant d'être envoyé au contrôleur via un signal DVI.

#### 1.3.1.1 MODULATION DE PHASE

Comme précisé précédemment, ce type de modulateur est capable d'effectuer une modulation de phase pure. Pour cela il est essentiel que la polarisation du faisceau incident soit alignée avec l'axe optique du cristal liquide ( $\alpha = 0$  dans la figure 1.12) [54]. Le schéma

expérimental permettant d'effectuer une modulation de phase pure est montré dans la figure ci-dessous.



**Fig. 1.12** Schéma expérimental pour la modulation de phase pure : L1, lentille convergente, P1, polariseur linéaire, BS, le cube séparateur, C, le collimateur permettant d'obtenir un faisceau parallèle, et FS, un filtre spatial. Le SLM est imagé dans le capteur CCD, et une lame  $\lambda/2$  est utilisée pour bien contrôler la polarisation du faisceau incident

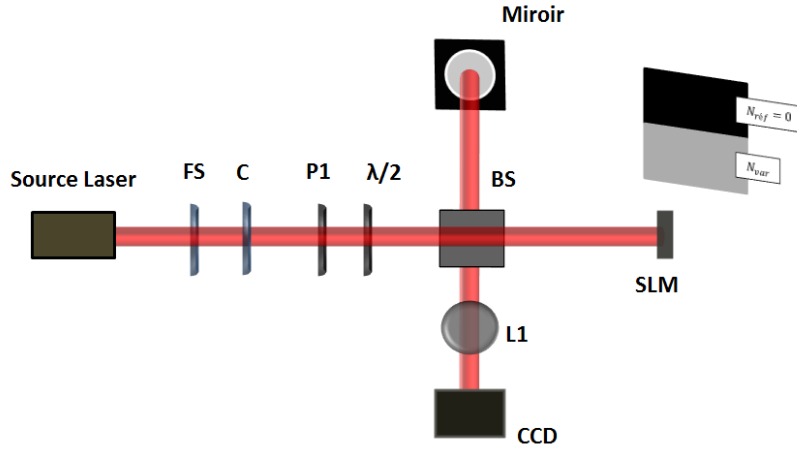
Afin de mesurer expérimentalement la réponse du modulateur, plusieurs techniques expérimentales ont été effectuées [2]. Puisque notre SLM est en réflexion, l'interféromètre de Michelson présente une solution pratique et simple. L'analyse des franges d'interférence entre le SLM et un miroir de référence nous permet d'évaluer le décalage de phase existant entre deux zones du modulateur différemment adressées. Les profils de phase utilisés sont constitués de deux secteurs ayant respectivement comme niveau de gris, le niveau de gris de référence  $N_{ref} = 0$ , et un niveau de gris variable  $N_{var}$  (Figure 1.13). Ces niveaux de gris seront transformés en un déphasage  $\Delta\phi$  au niveau du modulateur.

Si le miroir de référence est incliné, l'interférogramme obtenu peut contenir des franges verticales décalées, et ce décalage dépendra de la différence de phase entre les deux zones du profil adressé, modulo  $2\pi$  (Figure 1.14). Comme on peut le voir, pour des déphasages de

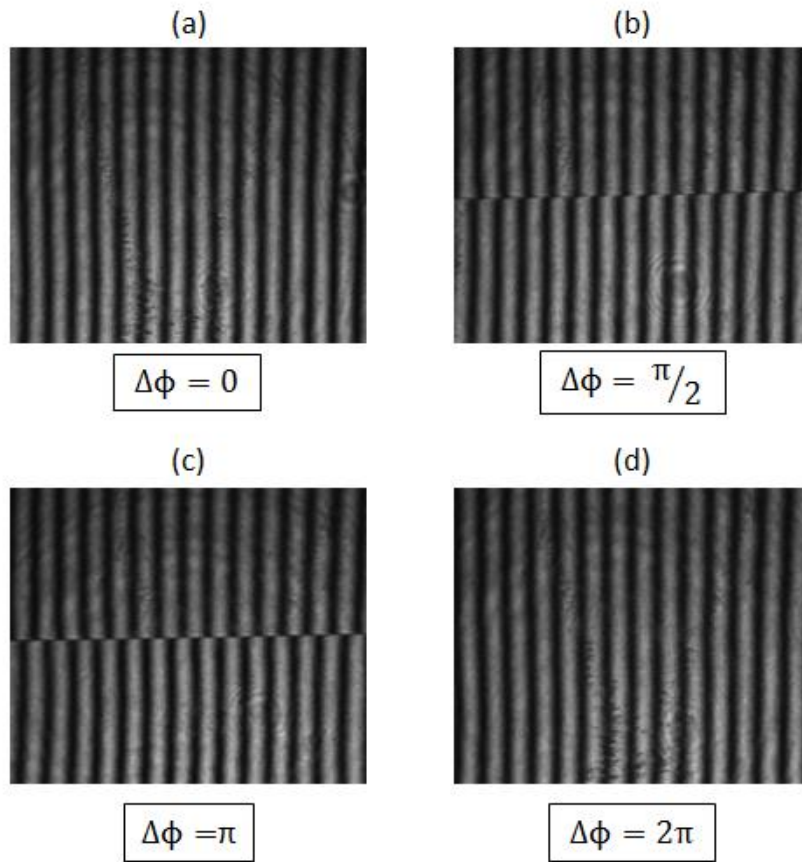
### 1.3- Modulateur utilisé pour cette étude

$\pi/2$ ,  $\pi$ , et  $2\pi$  les franges sont décalées respectivement d'un quart de période, d'une demi période, et d'une période complète.

On peut aussi reconstruire des hologrammes numériques de phase pure, comme le montre les figures 1.15 c et d. Il suffit d'adresser l'hologramme et placer la caméra CCD dans le plan focal de la lentille L1.



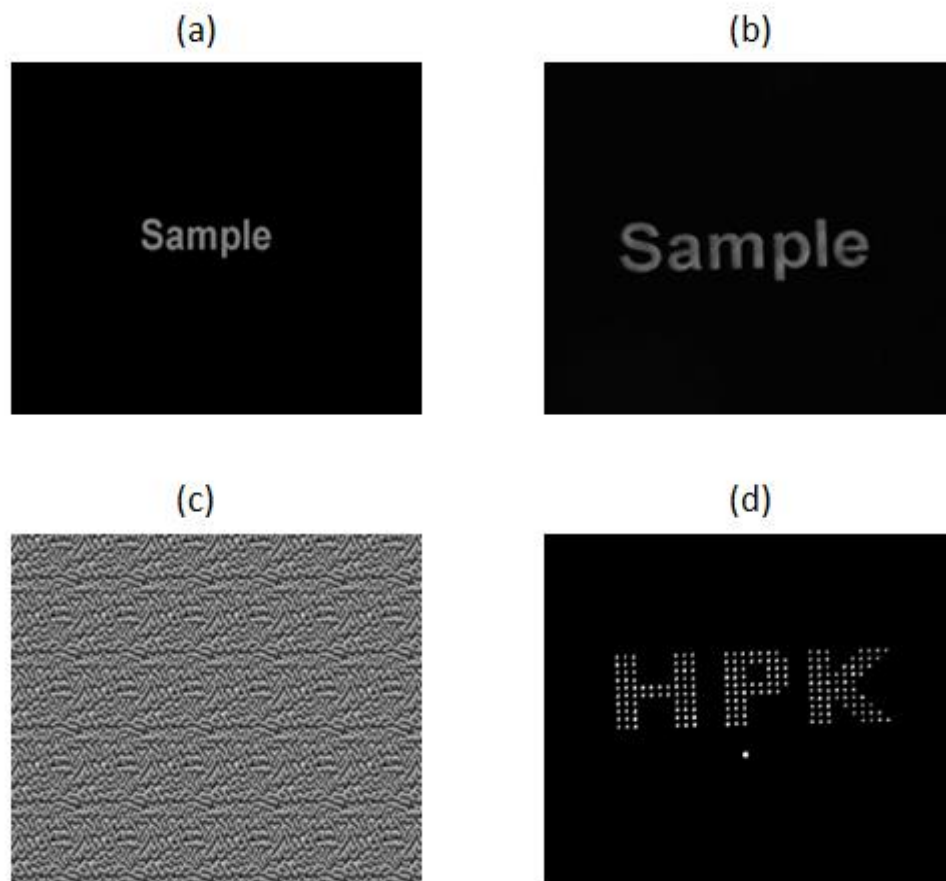
**Fig. 1.13** Interféromètre de Michelson.



**Fig. 1.14** Interférogramme obtenu lorsqu'on adresse un profil avec deux secteurs. Le premier secteur à un niveau de gris de référence  $N_{ref} = 0$ , le second a comme niveau de gris les valeurs (a) 0, (b) 64, (c) 128, et (d) 255.

1.3.1.2. MODULATION D'AMPLITUDE

En plus d'une modulation de phase pure, et vu leur propriété de biréfringence, ces modulateurs sont aussi capables d'effectuer une modulation d'amplitude pure comme le montre les figures 1.15 (a) et (b). Pour cela, il faut que le faisceau incident soit linéairement polarisé avec un angle de  $45^\circ$  par rapport à l'axe de polarisation ( $\alpha = 45^\circ$ ) [55]. Puis, à sa sortie de la cellule du cristal liquide, il doit être transmis à travers un polariseur orienté perpendiculairement par rapport à la polarisation incidente. Ainsi, le niveau d'atténuation exercé par ce deuxième polariseur sur le faisceau, peut être modulé en appliquant une tension au niveau de la cellule, ce qui conduit à une modification de la biréfringence du milieu.



**Fig. 1.15** (a) Profil d'intensité adressé au modulateur, et (b) son image. (c) hologramme de phase et sa (d) reconstruction dans le plan focal d'une lentille

### 1.3.2. CARACTERISATION DU MODULATEUR

La valeur du déphasage fourni par ce type de modulateur dépend de la longueur d'onde du travail. Cela veut dire qu'une même tension ou Index Level (**IL**) appliquée au niveau d'un pixel ne fournit pas le même déphasage pour deux longueurs d'ondes différentes. Cependant, comme le profil de phase adressé sur le modulateur est toujours codé sur 256 niveaux de gris (0 correspond à 0 rad et 255 à  $2\pi$  rad), il faut donc trouver une correspondance entre le niveau de gris adressé et l'Index Level appliqué. Cette correspondance se traduit par une table à deux colonnes, dite LUT de Look-Up-Table, spécifique à chaque longueur d'onde  $\lambda$ , et qui permet d'associer à chaque niveau de gris, la valeur "d'index level" nécessaire pour obtenir le retard de phase souhaité, comme le montre la figure 1.16.

Valeur de la phase (rd)	Codage de la phase	I.L. à 633 nm	I.L. à 532 nm
0	0	0	0
$\pi/2$	64	56	48
$\pi$	128	112	96
$3\pi/2$	192	168	144
$2\pi$	255	224	192

**Fig. 1.16** Exemple de Look Up Table (LUT) pour deux longueurs d'onde différentes

Caractériser un modulateur signifie donc, trouver sa LUT pour une longueur d'onde donnée. Pour cela il existe deux méthodes largement répandues : la première est basée sur l'analyse des franges dans un interféromètre de Michelson [56], et la seconde consiste à afficher des réseaux binaires de Ronchi, puis d'analyser l'intensité du premier ordre de la diffraction de Fraunhofer [50, 57-59]. Dans cette étude, nous avons décidé d'utiliser la deuxième méthode de caractérisation, puisque elle plus simple à appliquer et moins sensible aux bruits.

Les réseaux de Ronchi sont des réseaux de diffraction binaires, formés de franges périodiques, où le niveau de gris alterne entre un niveau de référence  $N_{réf}$ , et un niveau variable  $N_{var}$ . L'idée consiste à adresser au modulateur 256 réseaux de Ronchi, où

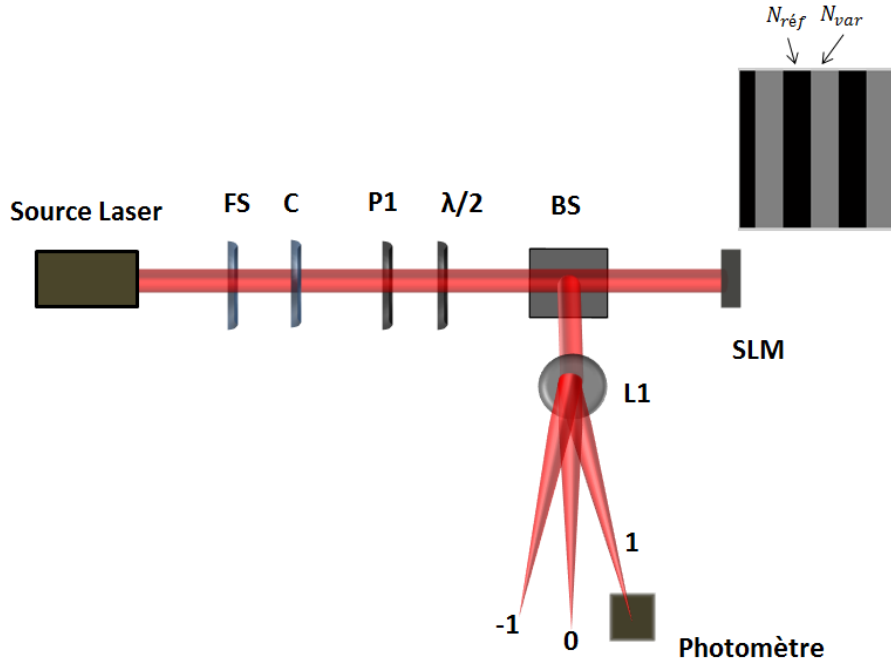
$N_{réf} = 0$ , et  $N_{var}$  varie de 0 à 255, puis d'enregistrer dans le plan focal d'une lentille (Plan de Fourier), à l'aide d'un photomètre, l'intensité du premier ordre de diffraction. La figure 1.17 montre le schéma expérimental utilisé afin de mesurer l'intensité du premier ordre de diffraction pour chacun des réseaux de Ronchi affiché sur le modulateur. On note que la longueur d'onde  $\lambda$  du faisceau incident est 633 nm, et que les réseaux de diffraction ont une résolution spatiale de 1 pixel/colonne.

Si  $\Delta\phi$  est la différence de phase entre les deux niveaux du réseau de diffraction, il a été démontré [50] que l'intensité du premier ordre de diffraction :

$$I_1(\Delta\phi) = (Mw) [T^2(N_{réf}) + T^2(N_{var}) + 2T(N_{réf})T(N_{var}) \cos[\Delta\phi(N)]] \quad (1.3)$$

Où  $M$  et  $w$  sont respectivement le nombre et la taille des périodes du réseau, et  $T(N_{réf})$  et  $T(N_{var})$ , la modulation d'amplitude qui correspond respectivement aux niveaux de gris  $N_{réf}$  et  $N_{var}$ . Or, comme il s'agit d'un modulateur de phase pure, on suppose que la modulation d'amplitude est négligeable ( $T(N_{réf}) = T(N_{var}) = 0$ ), et l'équation 1.3 devient :

$$I_1(\Delta\phi) \propto [1 - \cos[\Delta\phi(N)]] \quad (1.4)$$

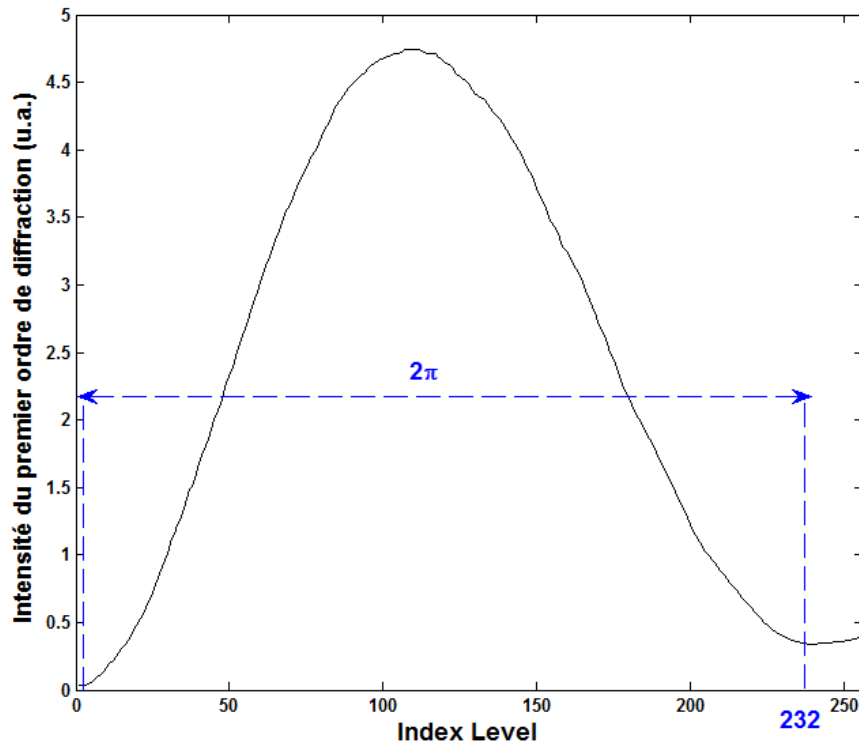


**Fig. 1.17** Schéma expérimental pour la calibration de la phase d'un modulateur, basé sur l'analyse de l'intensité du premier ordre de diffraction lorsqu'un réseau de Ronchi est adressé sur le SLM

### 1.3- Modulateur utilisé pour cette étude

De l'équation (1.4), on peut déduire, que  $I_1$  passe par un minimum ou un maximum, lorsque la différence de phase entre les deux niveaux du réseau est  $\pi$  (Figure 1.18). En conséquence, deux minimums successifs correspondent à un déphasage de  $2\pi$ .

La courbe donnant la variation du premier ordre de diffraction en fonction de l'index level est montrée dans la figure 1.18. On remarque qu'à 633nm, le modulateur fournit un déphasage de  $2\pi$  pour un IL égal à 232. A cette longueur d'onde, on peut atteindre des déphasages plus importants pour des IL plus élevés.

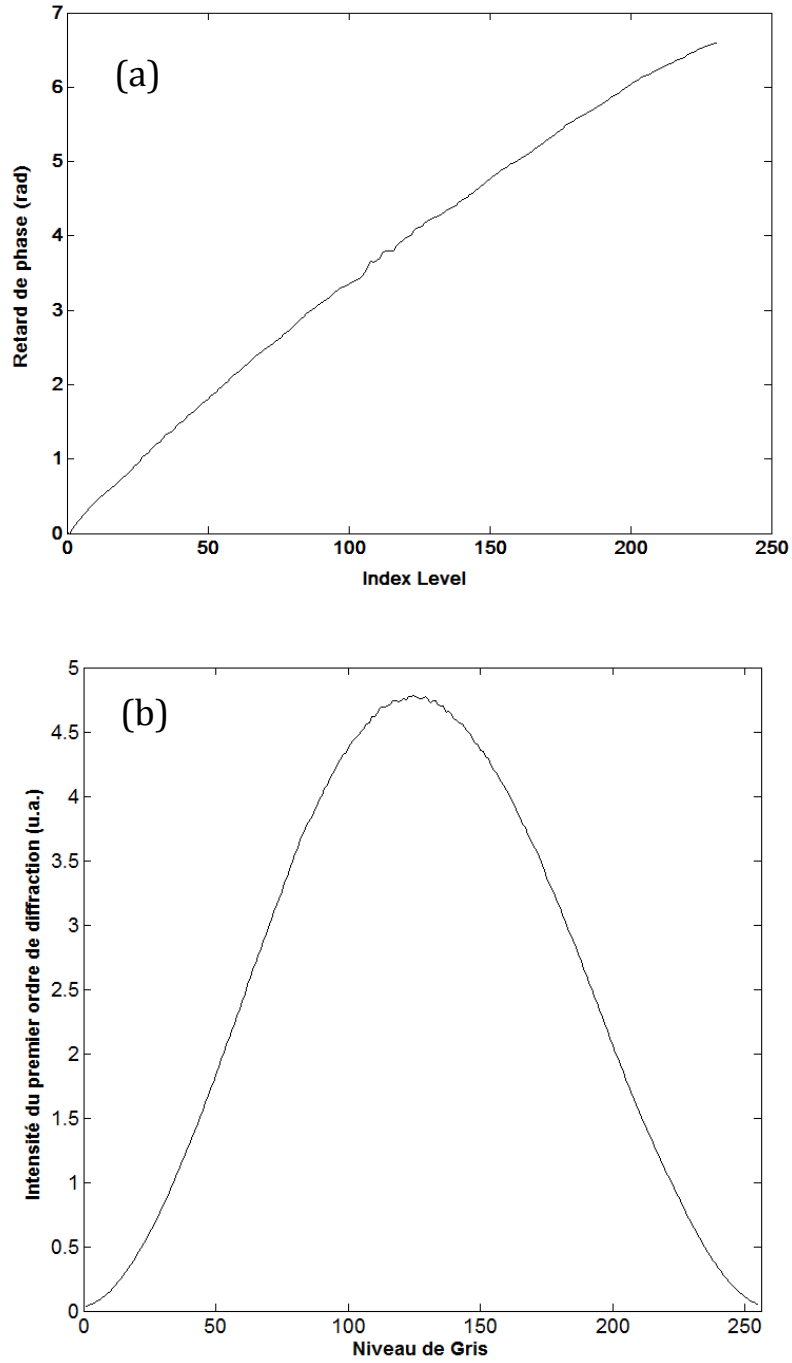


**Fig. 1.18** Intensité du premier ordre de diffraction en fonction du niveau de gris des réseaux de Ronchi

Or, comme la plupart des applications (surtout en optique adaptative) nécessitent une modulation de phase dans un intervalle  $[0, 2\pi]$ , il s'avère plus pratique de créer une LUT qui linéarise la réponse du modulateur, et étale l'intervalle  $[0, 232]$ , permettant d'obtenir un déphasage de  $2\pi$ , à un intervalle  $[0, 255]$  codé sur 8 bits. Avec cette LUT, le modulateur est maintenant capable d'effectuer une modulation de phase comprise entre 0 et  $2\pi$ , lorsque le niveau de gris passe de 0 à 255 comme le montre la figure 1.19 b.



### 1.3- Modulateur utilisé pour cette étude



**Fig. 1.19** (a) Mesure expérimental du déphasage en fonction du niveau de tension (b) Vérification expérimentale de la LUT calculée : Intensité du premier ordre de diffraction quand le niveau de gris des réseaux de Ronchi,  $N_{var}$ , passe de 0 à 255 après l'application de la LUT. Sur cette courbe,  $I_1$  passe par deux minimums (déphasage de  $2\pi$ ), lorsque  $N_{var}$  passe de 0 à 255.

### 1.3.3. PLANEITE DE LA SURFACE DU MODULATEUR ET DISTORSION DE L'ONDE REFLECHIT

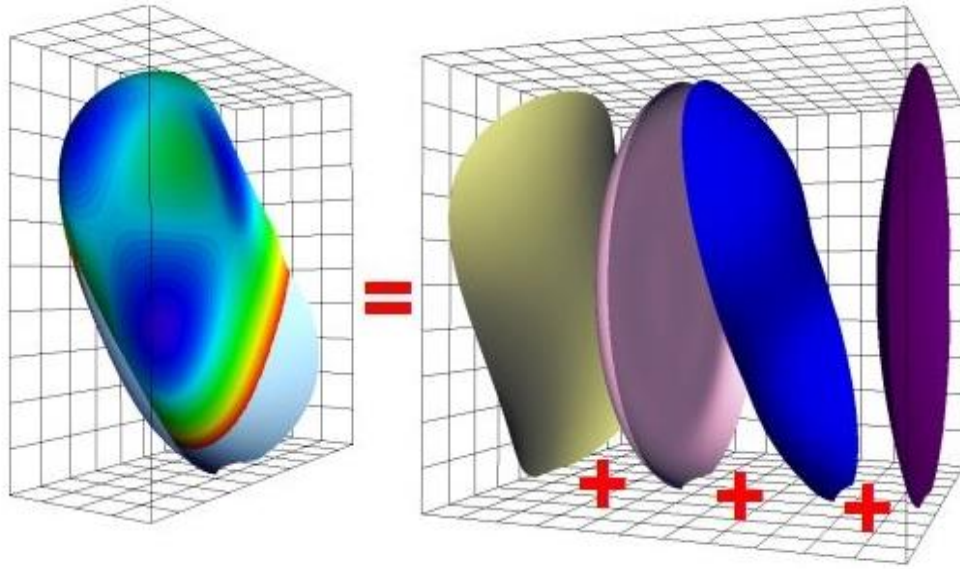
En plus de leur réponse de phase non linéaire qui nécessite le calcul d'une LUT, les LC-SLM possèdent une surface légèrement courbée [60], ce qui introduit des distorsions au niveau du front d'onde réfléchi. Cette courbure dépend fortement des conditions du processus de fabrication ainsi que de la longueur d'onde, et est induite essentiellement par la courbure de l'arrière-plan en silicone.

Même si ces distorsions sont faibles, et de l'ordre de quelques longueurs d'onde, ça reste important de les compenser, surtout qu'en ajoutant les autres aberrations induites par le reste des éléments optiques du système, l'erreur sur la phase devient significative. Cela est encore plus vrai pour les applications qui requièrent un contrôle précis de la phase. Cependant, comme les LC-SLM sont généralement utilisés pour corriger l'erreur de la phase, ils sont souvent capables d'autocorriger leurs propres aberrations en appliquant un masque de phase, correspondant à l'inverse des aberrations créées par la non-planéité de leur surface. D'où l'importance d'une deuxième étape de calibration permettant d'estimer les distorsions de l'onde réfléchi.

#### 1.3.3.1. POLYNOMES DE ZERNIKE

Avant de détailler la méthode permettant la détermination et la correction des aberrations, il est important d'introduire la notion des polynômes de Zernike, qui sera très utile pour le reste du travail.

Il s'agit d'un modèle proposé par Fritz Zernike, basé sur le développement d'un polynôme qui permet de décrire les aberrations du système optique, en prenant en considération les principales aberrations optiques élémentaires connues, et en leur affectant des coefficients spécifiques. Il est donc possible de modéliser une surface d'onde issue d'un interféromètre ou d'un analyseur de front d'onde, et de la décomposer en une série de polynômes correspondant chacun à une aberration élémentaire. La surface du front d'onde est donc décomposée en une somme de surfaces élémentaires, qui vont correspondre à des aberrations élémentaires connues (défocalisation, cylindre, trefoil, coma,...). On va ensuite pouvoir quantifier chacune de ces surfaces élémentaires grâce aux facteurs de Zernike comme le montrent les figures 1.20 et 1.21 [61].



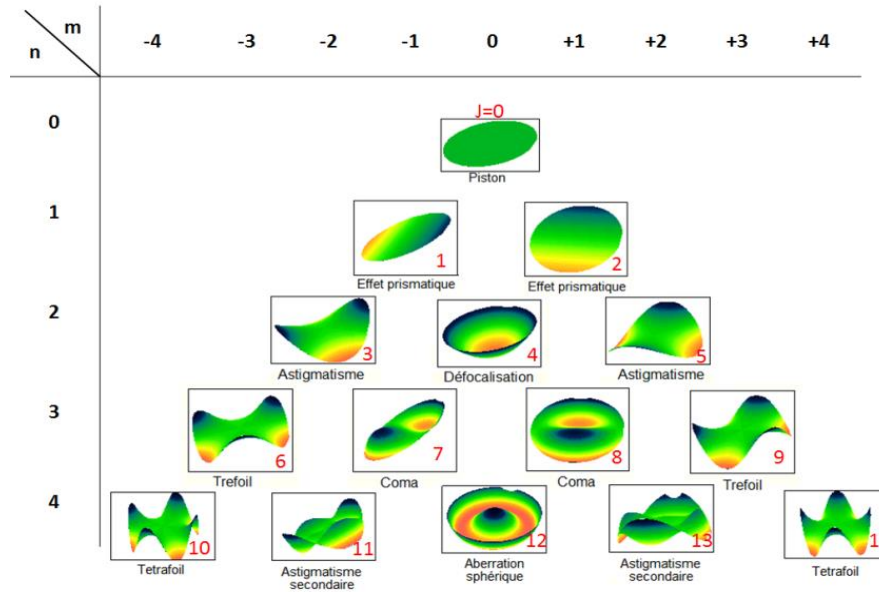
**Fig. 1.20** Le front d'onde analysé est la somme de plusieurs aberrations élémentaires

Mathématiquement, les polynômes de Zernike sont définis sur une surface circulaire, et pour des raisons de simplicité, décrits en coordonnées polaires  $(\rho, \theta)$  [62], où  $\rho$  est la composante radiale comprise entre 0 et 1, et  $\theta$  la composante azimutale comprise entre 0 et  $2\pi$ . Pour cette raison, et comme la surface du modulateur est rectangulaire, la compensation des aberrations dans les coins sera limitée.

On note que pour le reste du travail, on utilise la définition mathématique décrite dans la référence [62], où chaque polynôme de Zernike est formé de trois parties : un facteur de normalisation, une composante radiale qui est un polynôme, et une composante azimutale qui est sinusoïdale. Afin de décrire ces fonctions, un double indexage est nécessaire : un index  $n$  décrit l'ordre le plus élevé de la composante polynomiale (radiale), et un index  $m$  qui décrit la fréquence azimutale de la composante sinusoïdale.  $n$  est un entier positif ou nul, et  $m$  peut juste prendre les valeurs  $-n, -n+2, -n+4, \dots, n$ , d'où la définition de l'équation 1.5.

$$\left\{ \begin{array}{l} N_n^m R_n^{|m|}(\rho) \cos(m\theta) ; \text{pour } m \geq 0 \\ -N_n^m R_n^{|m|}(\rho) \sin(m\theta) ; \text{pour } m < 0 \end{array} \right\} \quad (1.5)$$

Où  $N_n^m = \sqrt{\frac{2(n+1)}{1+\delta_{m0}}}$  est le facteur de normalisation avec  $\delta_{m0} = 1$  pour  $m = 0$  et  $\delta_{m0} = 0$  pour  $m \neq 0$ , et  $R_n^{|m|}(\rho) = \sum_{s=0}^{(n-|m|)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! [0.5(n+|m|)-s]! [0.5(n-|m|)-s]!} \rho^{n-2s}$  composante de normalisation. Il est aussi avantageux d'utiliser un modèle avec un seul index  $j$ , qui permet de représenter les polynômes dans une pyramide comme le montre la figure 1.21.



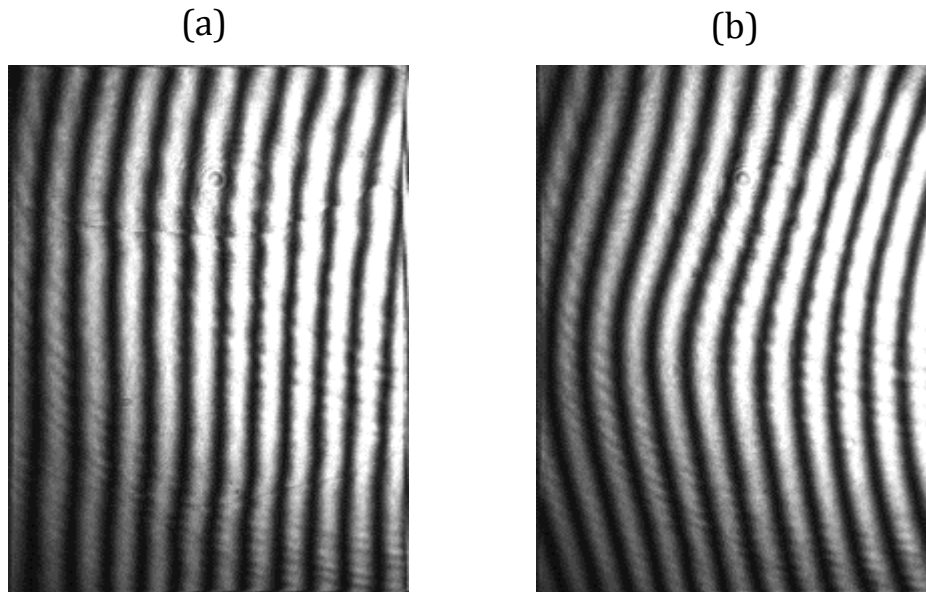
**Fig. 1.21** Pyramide de Zernike avec un seul index  $J$ . Le numéro de ligne représente l'ordre  $n$  du polynôme, le numéro de colonne représente la fréquence sinusoïdale  $m$ .

### 1.3.3.2. COMPENSATION DES ABERRATIONS

Comme on l'a précisé, il est important de calculer les aberrations induites par la surface du modulateur. Pour cela, il existe trois approches différentes: L'analyse des franges que nous avons appliqué à notre modulateur, les méthodes dites "phase shifting interferometry", ainsi que les méthodes basées sur la technique du "phase retrieval" [63].

La première étape dans l'estimation des aberrations induites par notre modulateur est l'analyse des franges : nous avons adressé sur le modulateur un profil de phase avec un niveau de gris constant, puis enregistrer via un interféromètre de Michelson les franges d'interférence entre un faisceau de référence et le faisceau réfléchi par le SLM (Voir fig. 1.13 pour le schéma expérimental) ; comme le miroir de référence est légèrement incliné, l'interférogramme obtenu va contenir des franges verticales. Le degré d'inclinaison de ces franges nous renseigne sur l'intensité de la distorsion du front d'onde : Plus le front d'onde

est distordu, plus les franges seront inclinées comme on peut le voir dans l'exemple de la figure 1.22.



**Fig. 1.22** Franges d'interférences obtenues (a) sans distorsion du front d'onde et (b) avec distorsion du front d'onde

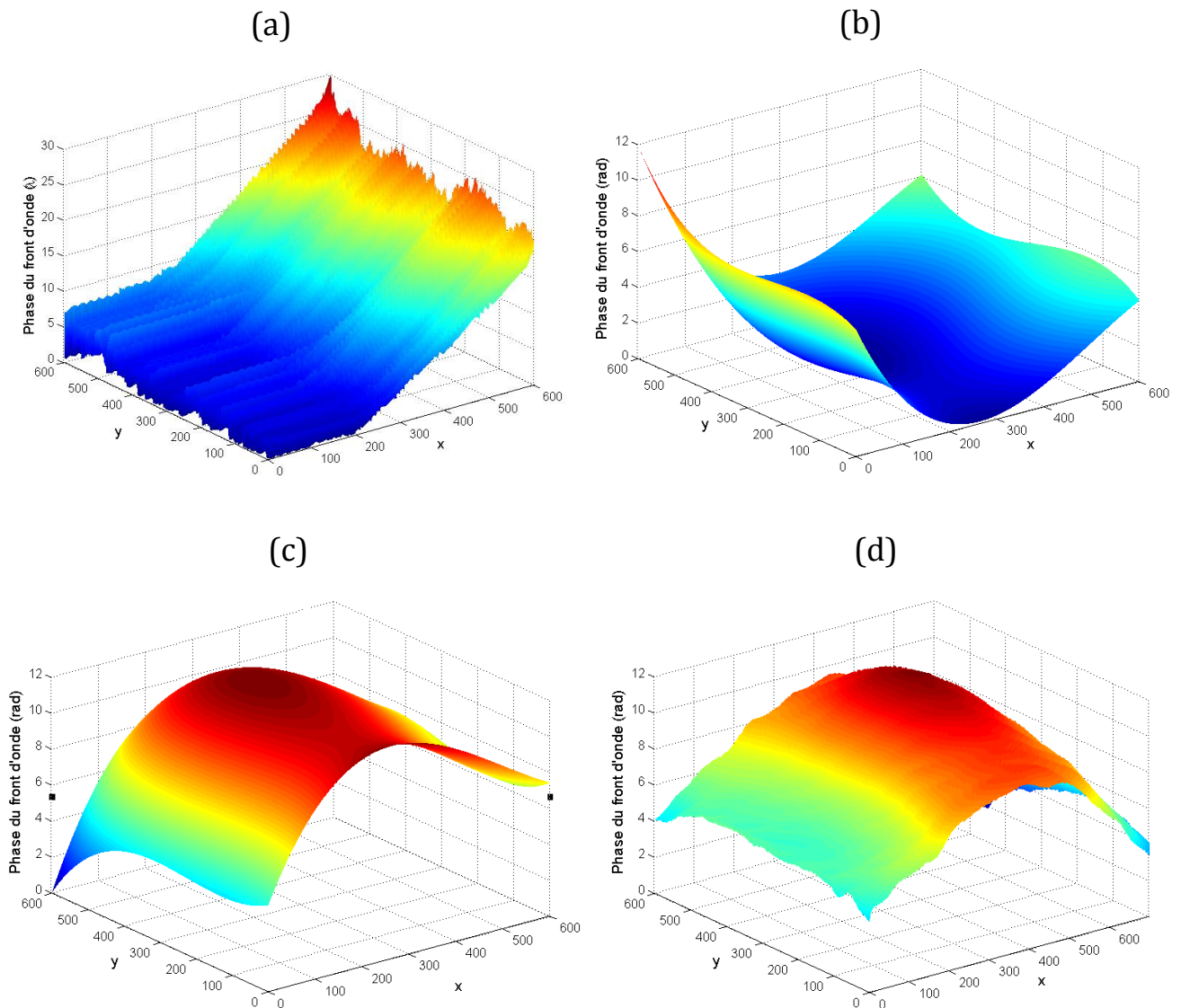
L'analyse des franges interférométriques (Fig. 1.24 c), avec un logiciel informatique, nous permet d'obtenir le front d'onde qui représente les aberrations introduites par la surface non plane du modulateur (Fig. 1.23 a). Notre code analyse les colonnes de la figure d'entrée une par une, avant d'ajuster à la fin une valeur de référence pour toutes les colonnes. Ensuite, afin d'enlever l'effet de l'inclinaison du miroir de référence, on décompose le front d'onde obtenu suivant les polynômes de Zernike définis dans le paragraphe précédent. On annule les coefficients des trois premiers ordres avant de reconstruire de nouveau le front d'onde (Fig. 1.23 b). On note que l'ordre 0, appelé Piston, ne correspond qu'à un décalage et n'a pas de conséquence sur le faisceau réfléchi, tandis que les ordres 1 et 2 traduisent l'effet de l'inclinaison suivant les directions  $x$  et  $y$ . Après avoir obtenue le déphasage introduit par les aberrations au niveau de chaque pixel, il reste à déduire la correction qu'on doit appliquer sur le SLM, qui correspond simplement à l'inverse du front d'onde calculé (Fig. 1.23 c).

Pour appliquer la correction calculée, nous l'avons additionnée au profil de phase qu'on désire afficher sur le SLM. Cette addition se fait pixel par pixel et à chaque fois que la résultante dépasse 255, on ne garde que la partie modulo (255). La figure 1.24 montre les franges d'interférences obtenues quand on adresse un niveau de gris sur le modulateur sans

### 1.3- Modulateur utilisé pour cette étude

(a, b) et avec (c, d) l'inclinaison du miroir de référence et sans (a, c) et avec (b, d) la correction des aberrations. On remarque que les franges deviennent plus verticales avec l'application de la correction.

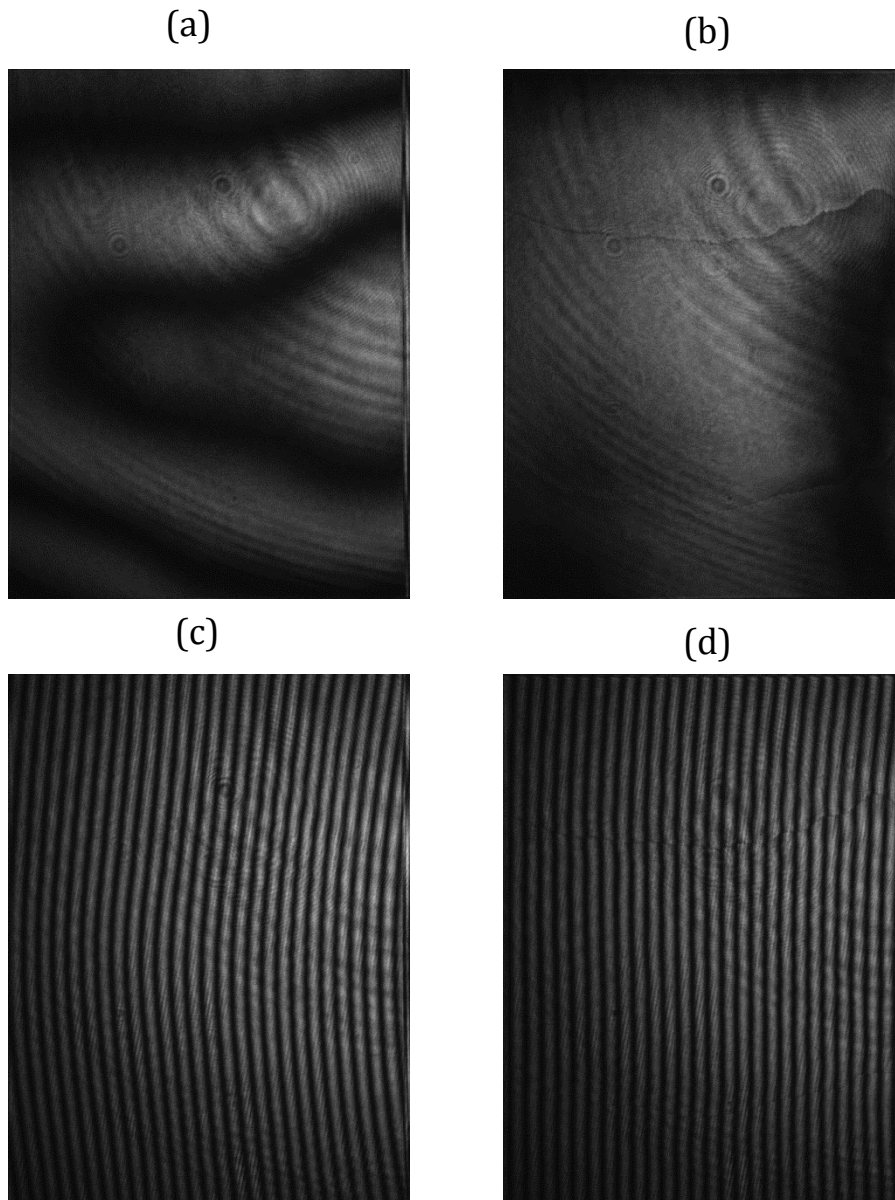
Je précise que pour reconstruire le front d'onde représentant des aberrations, nous avons pris en considération les 10, 15, 21 et 28 premiers ordres des polynômes de Zernike. Nous avons affiché chacune de ces quatre compensations sur le modulateur, puis mesuré les aberrations restantes suivant la même technique décrite ci-dessus. Pour ce modulateur, la configuration utilisant 15 ordres de Zernike était la plus adaptée.



**Fig. 1.23** Étapes suivies afin de retrouver la forme des distorsions de l'onde réfléchi par le modulateur (a) Front d'onde des aberrations déduit de l'analyse des franges interférométriques (b) Les aberrations après avoir enlevé les trois premiers ordres de Zernike, (c) le profil de phase qu'il faut afficher afin de compenser les aberrations et (d) le profil de phase fournit par Hamamatsu, et qui permet de compenser les aberrations de la surface

### 1.3- Modulateur utilisé pour cette étude

On signale que le seul inconvénient de cette méthode de correction est le fait qu'on estime la non-planéité de la surface du modulateur en la comparant avec une surface de référence, qui est dans notre cas le miroir du deuxième bras de l'interféromètre. Toutes les aberrations introduites par ce miroir de référence vont donc être attribuées au modulateur.



**Fig. 1.24** Importance de la correction des aberrations induites par la non-planéité de la surface du modulateur: (a) et (b) interférogrammes obtenus respectivement sans et avec l'application de la correction quand le miroir de référence n'est pas incliné. (c) et (d) interférogrammes obtenus sans et avec l'application de la correction, lorsque le miroir de référence est incliné.

### 1.3- Modulateur utilisé pour cette étude

Afin de mettre en évidence l'importance de la LUT et de la correction des aberrations, nous adressons sur le modulateur les distributions de phase correspondant au 3ème et au 5ème mode de Zernike (Astigmatisme suivant X et suivant XY). Les deux premiers interférogrammes de la figure 1.26 représentent les interférogrammes idéaux qu'on doit obtenir lorsque le faisceau réfléchi par le SLM interfère avec un faisceau de référence. Les autres sont obtenues en alternant entre ON et OFF la LUT et la correction des distorsions de la surface.

On peut facilement remarquer l'importance de l'application de LUT et de la correction des aberrations. Cela est également mis en évidence lorsqu'on adresse des hologrammes sur le modulateur et qu'on enregistre leur reconstruction dans le plan focal d'une lentille. La bonne focalisation et la faible intensité de l'ordre zéro constituent une preuve de l'efficacité du codage de l'hologramme de phase sur le modulateur, lorsque la LUT et la correction des aberrations sont appliquées.

(a)



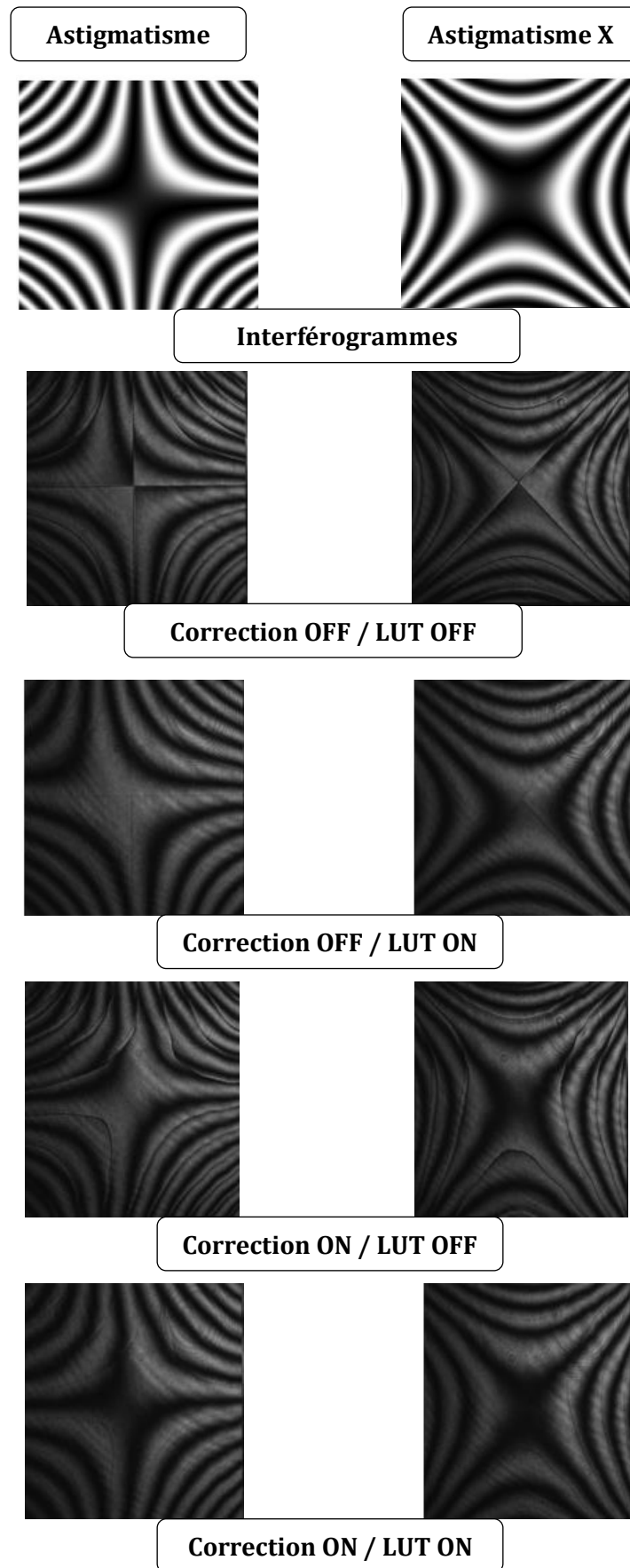
(b)



**Fig. 1.25** Reconstruction d'un hologramme affiché sur le modulateur (a) sans et (b) avec l'application de la LUT et de la correction des aberrations



### 1.3- Modulateur utilisé pour cette étude

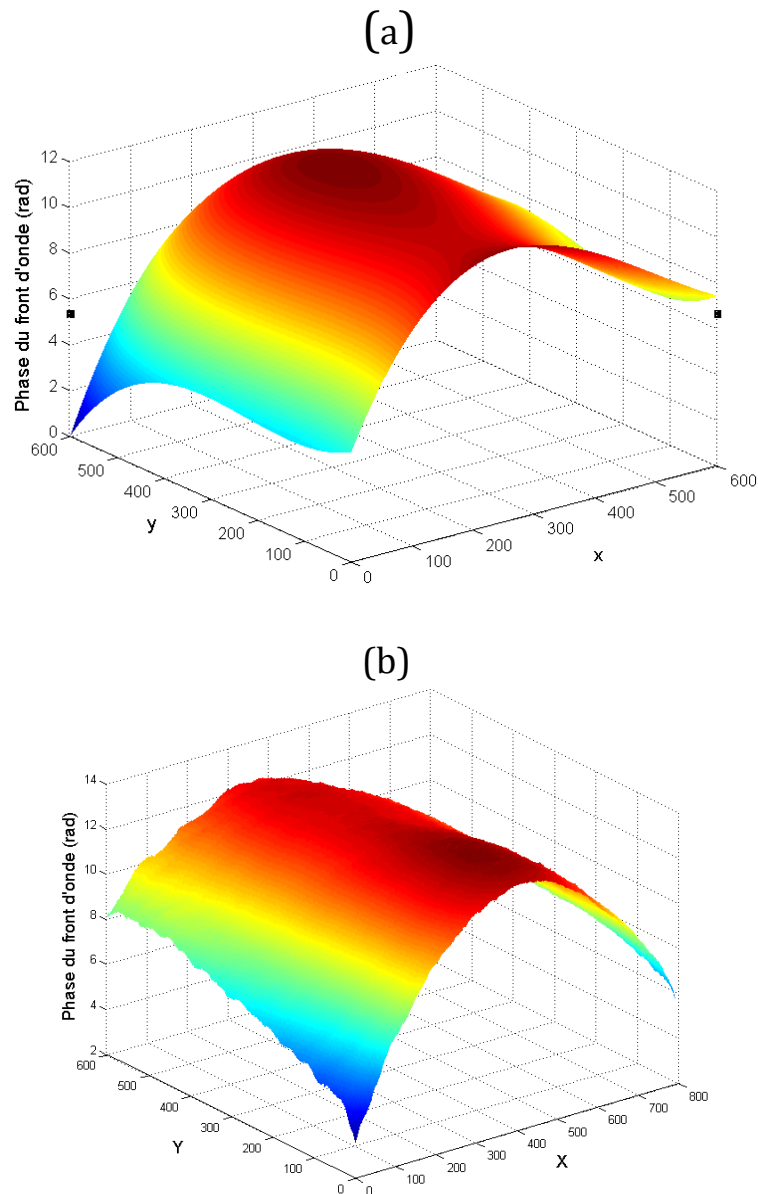


**Fig. 1.26** Importance de l'application de la LUT et de la correction des aberrations de la surface du modulateur utilisé pour cette étude

### 1.3- Modulateur utilisé pour cette étude

Notons que la LUT et la correction des aberrations de la surface d'un modulateur, changent d'un composant à un autre. Il faut donc les recalculer pour chaque SLM.

La figure 1.27 montre la courbe des aberrations introduites par la surface d'un second modulateur que nous possédons au laboratoire. Celui-là est fourni aussi par HAMAMATSU et appartient à la même série X10468-01. On voit bien que sa correction est différente de celle du premier modulateur.



**Fig. 1.27** Profils de la correction des aberrations introduites par la surface non-plane du SLM, calculés pour deux modulateurs différents fournis par Hamamatsu et appartenant à la même série

## 1.4. CONCLUSION

Les modulateurs spatiaux de lumière sont devenus depuis une trentaine d'années des composants très utiles dans plusieurs domaines scientifiques, vu leur flexibilité et leur capacité à générer dynamiquement des masques de phases et/ou d'amplitude avec une résolution élevée. Ils sont nombreux, et dérivent de plusieurs phénomènes physiques, ce qui se traduit par des domaines de codage différents. Le choix du SLM doit donc dépendre de l'application souhaitée. Ceux qui en découlent de la technologie MEMS sont appréciés pour leur cadence élevée et leur insensibilité à la polarisation, tandis que les modulateurs spatiaux de lumière à base de cristaux liquides sont choisis pour leurs capacités de moduler la polarisation et la phase plutôt qu'une modulation d'amplitude.

Même si en ce qui concerne les LC-SLM, il n'y'a pas eu récemment d'avances technologiques déterminantes, leurs processus de fabrication ont connu des développements importants [64]. Plusieurs techniques permettent de limiter la surface entre les pixels ce qui améliore le taux de remplissage, et réduit considérablement l'intensité de l'ordre zéro. Le problème du cross-talk est également pris en considération, même si c'est uniquement d'une façon partielle.

Pour notre étude nous avons décidé de travailler avec un PAL-LC-SLM commandé chez Hamamatsu, adressé analogiquement sur 256 niveaux de quantifications (8 bits). Avant d'utiliser ce modulateur, nous nous sommes assurés de sa réponse linéaire. On a donc créé une "Look-up-table", qui permet d'obtenir un déphasage linéaire dans l'intervalle  $[0, 2\pi]$  lorsque le niveau de gris adressé passe de 0 à 255. Nous avons également calculé expérimentalement les aberrations introduites par la surface non plane du modulateur. Ces distorsions du front d'onde sont de l'ordre de quelques longueurs d'onde, mais constituent pour certaines applications sensibles une source de bruit, d'où l'importance de les auto-compenser par le modulateur.

## BIBLIOGRAPHIE

1. U. Efron, *Spatial Light Modulator technology. materials, devices, and applications* (Dekker M., 1995).
2. E. Hällstig, M. Lindgren, and L. Sjökvist, "Study of a nematic zero-twist liquid crystal spatial light modulator," (Linköping, Sweden: FOI, 2001).
3. L. Bigué, "Reconnaissance des formes en temps réel par voie optique : étude comparative d'implantations optiques de filtres de corrélation. Application au corrélateur optique à transformée de Fourier conjointe.," (Université de Haute Alsace - Mulhouse. Thèse de Doctorat, 1996).
4. O. Solgaard, *Photonic microsystems: Micro and nanotechnology applied to optical devices and systems* (Springer Science & Business Media, 2009).
5. G. Vdovin, P. Sarro, and S. Middelhoek, "Technology and applications of micromachined adaptive mirrors," *Journal of Micromechanics and Microengineering* **9**, R8 (1999).
6. D. Armitage, I. Underwood, and S.-T. Wu, *Introduction to microdisplays* (John Wiley & Sons, 2006).
7. H. Schenk, A. Wolter, U. Dauderstaedt, A. Gehner, and H. Lakner, "Micro-opto-electro-mechanical systems technology and its impact on photonic applications," *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS* **4**, 041501-041501-041511 (2005).
8. A. Jewel, V. Akondi, and B. Vohnsen, "A direct comparison between a MEMS deformable mirror and a liquid crystal spatial light modulator in signal-based wavefront sensing," *Journal of the European Optical Society-Rapid publications* **8** (2013).
9. W. P. Bleha, and L. A. Lei, "Advances in Liquid Crystal on Silicon (LCOS) spatial light modulator technology," in *SPIE Defense, Security, and Sensing*(SPIE2013), pp. 87360A-87360A-87368.

10. P.-Y. Madec, "Overview of deformable mirror technologies for adaptive optics and astronomy," in *SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation*(SPIE2012), pp. 844705-844705-844718.
11. R. P. Grosso, and M. Yellin, "The membrane mirror as an adaptive optical element," *JOSA* **67**, 399-406 (1977).
12. R. K. Tyson, *Introduction to Adaptive Optics: Robert K. Tyson* (SPIE press, 2000).
13. J. M. Florence, and R. D. Juday, "Full-complex spatial filtering with a phase mostly DMD," in *Wave Propagation and Scattering in Varied Media II*(SPIE1991), pp. 487-498.
14. J. D. Mansell, and R. L. Byer, "Micromachined silicon deformable mirror," in *Astronomical Telescopes & Instrumentation*(SPIE1998), pp. 896-901.
15. H. Takami, and M. Iye, "Membrane deformable mirror for SUBARU adaptive optics," in *1994 Symposium on Astronomical Telescopes & Instrumentation for the 21st Century*(SPIE1994), pp. 762-767.
16. D. R. Pape, and L. J. Hornbeck, "Characteristics Of The Deformable Mirror Device For Optical Information Processing," *Opt. Eng.* **22**, 226675-226675 (1983).
17. G. Vdovin, "Spatial light modulator based on the control of the wavefront curvature," *Opt. Commun.* **115**, 170-178 (1995).
18. C. Maurer, A. Jesacher, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, "What spatial light modulators can do for optical microscopy," *Laser & Photonics Reviews* **9999**, NA (2011).
19. M. J. Booth, D. Débarre, and A. Jesacher, "Adaptive Optics for Biomedical Microscopy," *Optics and Photonics News* **23**, 22-29 (2012).
20. L. J. Hornbeck, "Current status of the digital micromirror device (DMD) for projection television applications," in *Electron Devices Meeting, 1993. IEDM '93. Technical Digest, International*(IEEE1993), pp. 381-384.
21. L. J. Hornbeck, "From cathode rays to digital micromirrors: A history of electronic projection display technology," *TI Technical Journal* **15**, 7-45 (1998).

22. L. J. Hornbeck, "Digital Light Processing for High-Brightness, High-Resolution Applications," in *Projection Display III*(SPIE, San Jose, California, 1997), pp. 27-40.
23. D. Dudley, W. M. Duncan, and J. Slaughter, "Emerging digital micromirror device (DMD) applications," in *MOEMS Display and Imaging Systems*(SPIE, San Jose, CA, USA, 2003), pp. 14-25.
24. D. López, V. A. Aksyuk, G. P. Watson, W. M. Mansfield, R. Cirelli, F. Klemens, F. Pardo, E. Ferry, J. Miner, T. W. Sorsch, M. Peabody, J. Bower, C. S. Pai, and J. Gates, "Two-dimensional MEMS array for maskless lithography and wavefront modulation," in *Microtechnologies for the New Millennium*(SPIE2007), pp. 65890S-65890S-65898.
25. M. Lapis, F. Zimmer, F. Niklaus, A. Gehner, and G. Stemme, "CMOS-Integrable Piston-Type Micro-Mirror Array for Adaptive Optics Made of Mono-Crystalline Silicon using 3-D Integration," in *Micro Electro Mechanical Systems, 2009. MEMS 2009. IEEE 22nd International Conference on*(IEEE2009), pp. 1007-1010.
26. M. Doucet, F. Picard, K. K. Niall, and H. Jerominek, "Operation modes for a linear array of optical flexible reflective analog modulators," in *Defense and Security*(SPIE2005), pp. 219-233.
27. W. E. Ross, D. Psaltis, and R. H. Anderson, "Two-dimensional magneto-optic spatial light modulator for signal processing," *Opt. Eng.* **22**, 224485-224485 (1983).
28. W. E. Ross, and J. A. Davis, "The magneto-optic spatial light modulator," in *Spatial light modulator technology: materials, devices, and applications* (Marcel Dekker, Inc., 1994), pp. 361-361.
29. J.-H. Park, M. Inoue, J.-K. Cho, K. Nishimura, and H. Uchida, "An optical micro-magnetic device: magnetic-spatial light modulator," *Journal of Magnetism* **8**, 50-59 (2003).
30. C. Stolz, "Fonctions optiques dynamiques pour le traitement de l'information," (Université de Haute Alsace-Mulhouse. Thèse de doctorat 2000).
31. T. Kawaguchi, H. Adachi, K. Setsune, O. Yamazaki, and K. Wasa, "PLZT thin-film waveguides," *Appl. Opt.* **23**, 2187-2191 (1984).

32. D. H. Goldstein, "PLZT modulator characterization: Polarization analysis and measurement," *Opt. Eng.* **34**, 1589-1592 (1995).
33. U. Efron, and G. Livescu, "Multiple quantum well spatial light modulators," in *Spatial light modulator technology: materials, devices, and applications* (Marcel Dekker, Inc., 1994), pp. 217-217.
34. P. Berthele, "Etude, realisation et caracterisation d'un modulateur spatial de lumiere a cristal liquide ferroelectrique pour la commutation spatiale entre fibres optiques monomodes," (Université de Brest-Brest. Thèse de Doctorat., 1998).
35. R. Hittich, G. Weber, H. Plach, A. Wachtler, and B. Scheuble, "Liquid-crystal matrix display," (U.S. Patent No. 5,171,469. 15 Dec., 1992).
36. S. Serati, and J. Stockley, "Advances in liquid crystal based devices for wavefront control and beamsteering," in *Quantum Communications and Quantum Imaging III*, R. E. Meyers, and Y. Shih, eds. (SPIE2005), pp. 180-192.
37. M. O. Freeman, T. A. Brown, and D. M. Walba, "Quantized complex ferroelectric liquid crystal spatial light modulators," *Appl. Opt.* **31**, 3917-3929 (1992).
38. S. E. Broomfield, M. A. A. Neil, and E. G. S. Paige, "Programmable multiple-level phase modulation that uses ferroelectric liquid-crystal spatial light modulators," *Appl. Opt.* **34**, 6652-6665 (1995).
39. S. E. Broomfield, M. A. Neil, and E. G. Paige, "Eight-level programmable binary optics system using cascaded ferroelectric liquid crystal spatial light modulators," in *SPIE's 1995 International Symposium on Optical Science, Engineering, and Instrumentation*(SPIE1995), pp. 140-147.
40. L. Gendre, "Conception et réalisation d'un polarimètre de Stokes haute cadence à division temporelle utilisant un unique modulateur à cristaux liquides ferroélectriques pour moduler la polarisation," (Université de Haute Alsace-Mulhouse. Thèse de Doctorat, 2011).

41. P. Ambs, "Calcul optoélectronique et hologrammes calculés," Techniques de l'ingénieur Innovations en électronique et optoélectronique **base documentaire : TIB257DUO** (2013).
42. G. Lazarev, A. Hermerschmidt, S. Krüger, and S. Osten, "LCOS Spatial Light Modulators: Trends and Applications," in *Optical Imaging and Metrology: Advanced Technologies*, W. Osten, and N. Reingand, eds. (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2012), pp. 1-27.
43. I. Moreno, J. A. Davis, T. M. Hernandez, D. M. Cottrell, and D. Sand, "Complete polarization control of light from a liquid crystal spatial light modulator," *Opt. Express* **20**, 364-376 (2012).
44. J. Oton, P. Ambs, M. S. Millan, and E. Pérez-Cabré, "Dynamic calibration for improving the speed of a parallel-aligned liquid-crystal-on-silicon display," *Appl. Opt.* **48**, 4616-4624 (2009).
45. T. Martinez, D. V. Wick, and S. R. Restaino, "Foveated, wide field-of-view imaging system using a liquid crystal spatial light modulator," *Opt. Express* **8**, 555-560 (2001).
46. A. Farré, M. Shayegan, C. López-Quesada, G. A. Blab, M. Montes-Usategui, N. R. Forde, and E. Martín-Badosa, "Positional stability of holographic optical traps," *Opt. Express* **19**, 21370-21384 (2011).
47. Hamamatsu, "<http://www.hamamatsu.com/jp/en/4015.html>."
48. HOLOEYE, "<http://holoeys.com/spatial-light-modulators/slm-pluto-phase-only/>."
49. A. Lizana, I. Moreno, A. Marquez, C. Lemmi, E. Fernandez, J. Campos, and M. J. Yzuel, "Time fluctuations of the phase modulation in a liquid crystal on silicon display: characterization and effects in diffractive optics," *Opt. Express* **16**, 16711-16722 (2008).
50. Z. Zhang, G. Lu, and F. T. S. Yu, "Simple method for measuring phase modulation in liquid crystal televisions," *Opt. Eng.* **33**, 3018-3022 (1994).



51. Y. Calderón-Hermosillo, J. García-Márquez, R. Espinosa-Luna, N. A. Ochoa, V. López, A. Aguilar, E. Noé-Arias, and Y. Alayli, "Flicker in a twisted nematic spatial light modulator," *Opt. Las. Eng.* **51**, 741-748 (2013).
52. J. García-Márquez, V. López, A. González-Vega, and E. Noé, "Flicker minimization in an LCoS spatial light modulator," *Opt. Express* **20**, 8431-8441 (2012).
53. K. Kakarenko, M. Zaremba, I. Ducin, M. Makowski, A. Siemion, A. Siemion, J. Suszek, M. Sypek, D. Wojnowski, and Z. Jaroszewicz, "Utilization of the phase flicker of a LCoS Spatial Light Modulator for improved diffractive efficiency," *Photonics Letters of Poland* **2**, pp. 128-130 (2010).
54. E. Hällstig, "Nematic liquid crystal spatial light modulators for laser beam steering," (Uppsala University-Suède. Doctoral thesis, comprehensive summary, 2004).
55. P. M. Birch, R. C. Young, D. Budgett, and C. R. Chatwin, "Two-pixel computer-generated hologram with a zero-twist nematic liquid-crystal spatial light modulator," *Opt. Lett.* **25**, 1013-1015 (2000).
56. J. O. Pérez, "Programmable Phase Fresnel Lenses and Other Diffractive Elements by Pixelated Liquid Crystal Displays," (Thèse de doctorat, 2008).
57. J. Oton Pérez, and P. Ambs, "Characterization and applications of a pure phase reflective liquid crystal spatial light modulator," in *Seventh International Conference on Correlation Optics*, O. V. Angelsky, ed. (SPIE, Chernivtsi, Ukraine, 2005), p. 10.1117/1112.679921.
58. J. Otón, P. Ambs, M. S. Millán, and E. Pérez-Cabré, "Multipoint phase calibration for improved compensation of inherent wavefront distortion in parallel aligned liquid crystal on silicon displays," *Appl. Opt.* **46**, 5667-5679 (2007).
59. J. Otón, P. Ambs, M. S. Millán, and E. Pérez-Cabré, "Dynamic calibration for improving the speed of a parallel-aligned liquid-crystal-on-silicon display," *Appl. Opt.* **48**, 4616-4624 (2009).

60. J. L. Harriman, A. Linnenberger, and S. A. Serati, "Improving spatial light modulator performance through phase compensation," in *Advanced Wavefront Control: Methods, Devices, and Applications II*, J. D. Gonglewski, M. T. Gruneisen, and M. K. Giles, eds. (SPIE, Denver, 2004), pp. 58-67.
61. "<http://www.dicoptic.izispot.com/>."
62. L. N. Thibos, R. A. Applegate, J. T. Schwiegerling, and R. Webb, "Standards for reporting the optical aberrations of eyes," in *Vision Science and Its Applications*, V. Lakshminarayanan, ed. (OSA2000), pp. 232-244.
63. M. Ritsch-Marte, "Applications of Spatial Light Modulators for Optical Trapping and Imaging," in *Frontiers in Optics*(Optical Society of America2010), p. FWM4.
64. J. Stockley, S. Serati, X. Xun, and R. W. Cohn, "Liquid crystal spatial light modulator for multispot beam steering," in *Free-Space Laser Communication and Active Laser Illumination III*, D. G. Voelz, and J. C. Ricklin, eds. (SPIE, San Diego, 2003), pp. 208-215.



# CHAPITRE II

## APPLICATIONS DES PAL- LC-SLM

## 2.1. INTRODUCTION

Dans le premier chapitre, nous avons introduit les différents types de modulateurs spatiaux de lumière, afin de justifier notre choix d'un modulateur à base de cristaux liquides alignés parallèlement, ou plus couramment un PAL-LC-SLM. Ces derniers présentent plusieurs avantages [1] : Ils sont les seuls capables d'effectuer une modulation de phase pure comprise entre 0 et  $2\pi$ , sans qu'elle soit couplée avec une modulation d'amplitude. De plus leur utilisation est très simple, ils sont de petites tailles, compactes, et fournis généralement avec un logiciel informatique qui permet de les contrôler facilement. Ils possèdent également une résolution importante avec des pixels micrométriques, consomment peu d'énergie, et n'ont pas de parties mobiles. De ce fait, ces composants constituent un bon choix dans divers domaines.

Même si au début ils étaient utilisés le plus souvent dans les domaines de projection et d'affichage, plusieurs applications intéressantes ont été démontrées avec les LC-SLM. Depuis les années 90 ces dispositifs ont été proposés pour le redirectionnement (Beam steering) [2-4], et le contrôle d'un faisceau laser [5-7], ce qui est indispensable en télécommunication et en photonique [8]. Actuellement avec cette technique on peut réaliser des pinces optiques : des objets microscopiques sont piégés et déplacés en bien focalisant le faisceau. On peut également, en utilisant des masques de phase adaptés, focaliser ce même faisceau en plusieurs points [9-11].

De plus, le fait de pouvoir permuter dynamiquement les profils de phase adressés sur le modulateur, rend ces derniers indispensables pour le traitement des signaux optiques [12], les mémoires holographiques [13-15], ainsi que pour l'optique adaptative : en effectuant continuellement des mesures sur le front d'onde incident, et en mettant à jour les masques de phases au niveau du modulateur, on forme une boucle itérative permettant de compenser les aberrations du système [16-19]. Les LC-SLM sont également très présents en microscopie [20-24], à la fois dans le trajet d'imagerie et celui d'illumination. Ils sont aussi utiles pour les éléments optiques diffractifs reconfigurables et la reconstruction des hologrammes numériques [1, 25, 26]. Une autre application attractive de ces modulateurs est l'holographie de cohérence proposée par Takeda [27]. L'idée a été présentée en premier

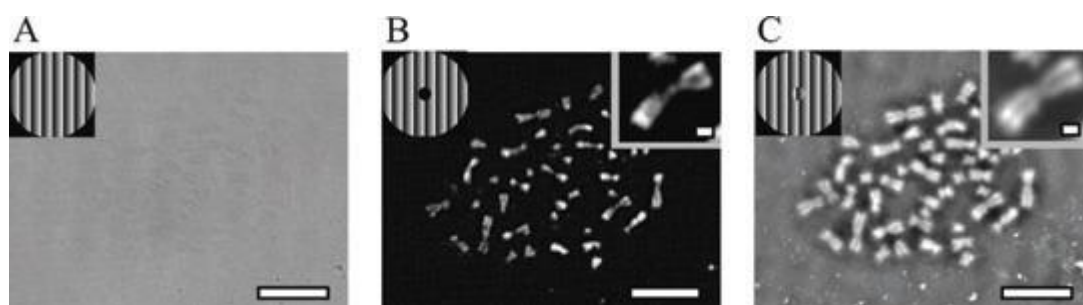
pour la microscopie [28] afin d'éliminer les problèmes de dispersion [29]. Frumker et Silberberg [30] ont démontrés la possibilité de contrôler l'amplitude et la phase d'un laser femtoseconde avec un **LCOS-SLM** (Liquid Crystal On Silicon - Spatial Light Modulator). En addition à ce qui a été réalisé, il apparait que ces modulateurs possèdent un grand nombre d'applications où ils peuvent être bénéfiques, comme les processeurs optiques [31], et la physique quantique [32].

Dans ce chapitre nous allons présenter une variété d'application des modulateurs spatiaux de lumière à base de cristaux liquides. Nous discuterons de leur utilité en microscopie, puis nous démontrons expérimentalement, de quelle manière ces composants interviennent dans des domaines tels que l'holographie, l'optique adaptative, ou même les méthodes interférométriques permettant de reconstruire la phase d'un front d'onde, mieux connues sous Phase Shifting Interferometry (**PSI**). On montrera également comment ce type de modulateur permet de générer des fronts d'onde et des lentilles dynamiques, et de quelle façon il contribue à la compensation des aberrations introduites par les composants optiques du système.

## 2.2. LES PAL-LC-SLM EN MICROSCOPIE

La microscopie optique a toujours été présente dans diverses disciplines scientifiques depuis que ses bases ont été établies en 17<sup>e</sup> siècle. Les microscopes à champs larges, l'imagerie à contraste de phase et à fluorescence sont dominants dans un grand nombre de laboratoires, et leur développement ne s'est jamais arrêté surtout en termes de résolution. Or, la théorie d'Abbe [33] stipule que la résolution maximale qu'on peut atteindre est directement reliée aux propriétés du faisceau, ce qui signifie qu'on n'est pas capable de différencier deux objets plus proches que la moitié d'une longueur d'onde. Plusieurs techniques ont été développées et permettent actuellement de dépasser la limite d'Abbe, comme la microscopie **SNOM** [34] et **STED** (stimulated emission depletion), basées sur les effets non linéaires [35]. Toutes ces méthodes nécessitent une précision afin d'optimiser leurs résultats, et c'est pour cette raison qu'un LC-SLM est souvent employé dans le schéma expérimental. Ces modulateurs peuvent être implémentés à la fois dans le trajet d'illumination ou dans le trajet d'imagerie. Dans le premier cas, ils affichent des éléments

optiques diffractifs et permettent de contrôler la forme du faisceau incident, ce qui se traduit par un schéma plus flexible. Dans le trajet d'imagerie, ces modulateurs servent à manipuler la transformée de Fourier du faisceau diffracté par l'échantillon, dans le but d'améliorer la qualité du contraste des acquisitions. Le fait d'adresser sur un modulateur placé dans le plan de Fourier, des profils de phases spécifiques, permet de passer d'un mode d'imagerie à un autre sans le besoin de changer des pièces mécaniques. La figure 2.1 montre qu'on peut obtenir sur le même microscope, une image en champs clair, champs sombre et en contraste de phase [20]. Différents masques de phase peuvent aussi être appliqués sur le modulateur dans certaines techniques de microscopie en super-résolution comme le STED, où le modulateur permet d'alternier rapidement entre les différents modes d'imagerie, et de corriger les aberrations dans le trajet de déplétion, ce qui se traduit par une amélioration significative de la résolution [36]. Les SLM intégrés dans le **SIM** (Structured Illumination Microscopy) [37-40], permettent de multiplier par deux la résolution axiale et latérale. C'est aussi vrai pour un microscope confocal, qui voit sa résolution suivant l'axe z s'améliorer [41].



**Fig.2.1** Application de plusieurs filtres de Fourier pour obtenir plusieurs modes d'imagerie avec un seul microscope. De gauche à droite: Images de chromosomes en champ clair, champ sombre, et à contraste de phase (barre d'échelle = 10  $\mu\text{m}$ ,  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) [20]

Sur un autre plan, un SLM peut être programmé pour compenser les aberrations introduites par les composants optiques du système [42], ou même par l'échantillon (Voir la section 2.4). Ce dernier n'étant pas homogène et présente des variations spatiales de l'indice de réfraction, ce qui dégrade la résolution et la qualité d'imagerie [43]. Toujours dans le cadre de l'optique adaptative un SLM est aussi souvent utilisé pour la génération et le contrôle de la **PSF** (Point Spread Function) des objectifs.

## 2.3. HOLOGRAPHIE ET ELEMENTS OPTIQUES DIFFRACTIFS EOD

L'holographie est un procédé d'enregistrement de la phase et de l'amplitude de l'onde diffractée par un objet. Elle permet de restituer ultérieurement une image en deux ou trois dimensions [44] de ce même objet.

Ce principe a été découvert en 1948 par Dennis Gabor[45, 46], et se base sur les propriétés de la lumière cohérente. L'idée de base consiste à éclairer l'objet par une source cohérente, puis d'enregistrer sur une surface sensible les franges d'interférences obtenues en combinant l'onde émise par la source (onde de référence) avec l'onde réfléchi par l'objet.

En pratique, et à l'inverse de l'amplitude, aucune surface n'est sensible à la variation de la phase d'un faisceau, ce qui nous empêche d'enregistrer directement la phase de la lumière. Dans un hologramme, on contourne cette difficulté en faisant interférer la lumière venant de la scène avec un faisceau de référence de lumière cohérente. De cette manière, ce que l'on enregistre sur la plaque photographique est une image interférométrique formée de zones plus ou moins lumineuses. Les zones les plus lumineuses seront celles dans lesquelles la lumière provenant de la scène et la lumière provenant du faisceau de référence sont en phase. Cette luminosité dépend aussi de l'amplitude de la lumière incidente. Afin de restituer l'image holographique, nous éclairons l'hologramme enregistré par un faisceau de lumière monochromatique similaire à celui utilisé comme référence. Il agit comme un réseau de diffraction pour former une image en relief de l'objet initial. Un avantage majeur de cette technique est que chaque morceau de l'hologramme peut restituer la même image que l'hologramme entier vu sous un certain angle.

Un hologramme peut être enregistré optiquement, à partir d'un objet réel comme on vient de l'expliquer, mais aussi, il peut être calculé par un ordinateur à partir d'une image numérique [47, 48]. Les hologrammes numériques sont appelés **CGH** (Computer Generated Hologram), ou plus couramment **EOD** de éléments optiques diffractifs (DOE de Diffractive Optical Elements en anglais). Avec les avancées informatiques, Les EODs sont devenus compacts, flexibles, précis, facilement dupliqués, et surtout, ne nécessitent plus un processus d'enregistrement complexe. De ce fait, ils trouvent un large domaine d'application dans diverses branches scientifiques comme la mise en forme des faisceaux [49], l'affichage



3D [50], l'imagerie holographique [51, 52], les dispositifs de sécurité [53], l'holographie acoustique [54], le stockage d'information [55], la corrélation optique [56], la télécommunication [57], et même en biologie avec la notion des pinces optiques [58].

Les hologrammes numériques sont généralement calculés à partir de l'équation de propagation de la lumière. On en distingue les hologrammes de Fourier, qui reconstruisent l'image dans le plan focal d'une lentille, ainsi que les hologrammes de Fresnel qui ne nécessitent pas l'utilisation d'une lentille, déjà incluse dans leur conception. Dans les deux cas, les données à afficher sur une EOD sont sous forme d'un tableau de nombres complexes représentant pour chaque point l'amplitude et la phase de l'onde.

Afin d'évaluer la qualité d'un hologramme, on considère comme critère, l'efficacité de diffraction, définie comme le rapport entre l'intensité lumineuse de l'onde incidente éclairant le EOD et l'intensité de l'ordre de diffraction désiré, reconstruit par le EOD. Un EOD idéal aura donc une efficacité de diffraction de 100%, ce qui n'est pas le cas réellement pour plusieurs raisons. Les limitations de fabrication d'un EOD, ainsi que sa nature pixélisée font en sorte qu'une partie de la lumière est absorbée ou réfléchi ou même diffractée ailleurs que dans l'image utile.

Les EODs qui modulent juste l'amplitude du front d'onde incident sont appelés **DAE** (Diffractive Amplitude Elements). Ils possèdent souvent une quantification binaire (transmission ou pas), et leur reconstruction est moins robuste, vu qu'elle comporte un ordre 0 intense, et une image reconstruite conjuguée. Les EODs qui modulent la phase sont dits **DPE** (diffractive phase elements), et peuvent avoir plusieurs niveaux de quantification de phase. Plus ces niveaux sont nombreux, meilleure sera la qualité de l'image reconstruite par l'hologramme [59].

On note aussi que les EODs sont souvent conçus en se basant sur la théorie de la diffraction scalaire. Cela signifie que l'élément doit être suffisamment mince, avec une taille des pixels supérieure à la longueur d'onde [60]. Sinon, la théorie de diffraction vectorielle est nécessaire pour bien décrire la reconstruction.

En ce qui concerne les méthodes de codage des hologrammes de Fourier et de Fresnel, on en trouve deux types [57]:

- Hologrammes orientés cellules, comme les hologrammes de Lohmann. Ces EODs sont binaires, et représentent une matrice bidimensionnelle, où chaque cellule code un nombre complexe à l'aide d'une ouverture.
- Hologrammes orientés points, qui nécessitent une capacité de mémoire et une puissance de calcul supérieure. Leur principe de base est simple : Chaque point de l'hologramme calculé sera représenté par un pixel de l'hologramme fabriqué physiquement.

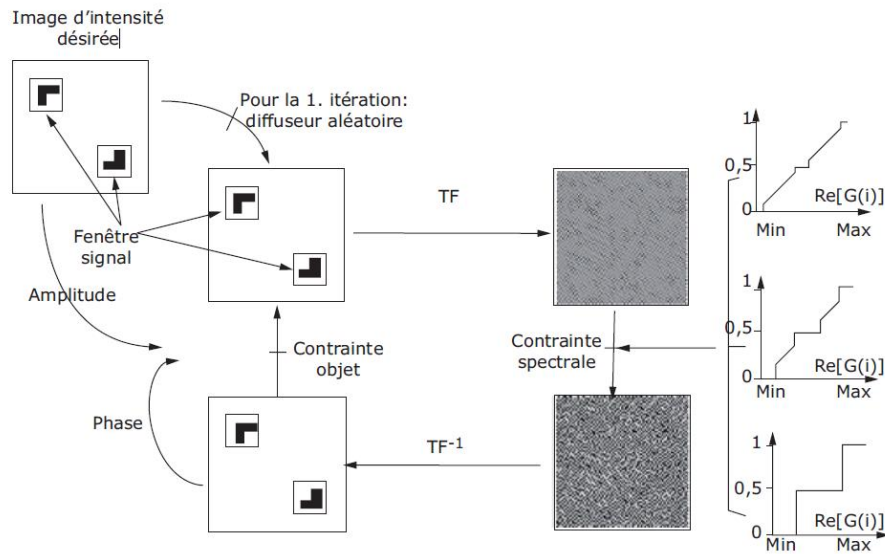
Pour plus de détails concernant les méthodes de codage, le lecteur est invité à consulter les références [55, 57, 61].

Une fois calculés, les hologrammes classiques optiques peuvent être enregistrés sur un support photosensible de haute résolution (plaque argentique, photopolymère, photorésine...). Pour les hologrammes calculés, on inscrit sur un support d'amplitude ou de phase un tableau de valeurs numériques qui est le résultat du calcul de l'EOD. Cette écriture se fait à l'aide d'une imprimante laser sur un substrat fixe et transparent [57]. Actuellement, les EODs de qualité sont des composants de phase pure et sont réalisés par des techniques basées sur la microlithographie [62-64].

Ces hologrammes numériques peuvent aussi être affichés d'une façon dynamique. Cette option, relativement récente, ouvre de nombreuses perspectives d'applications. Une des solutions permettant d'implémenter dynamiquement un EOD de phase pure, consiste à l'adresser sur un modulateur spatial de lumière. Parmi tous les modulateurs existants, les plus adaptés à cette tâche, sont ceux à base de cristaux liquides [65, 66], car ils permettent d'obtenir une modulation de phase pure comprise entre 0 et  $2\pi$ . Ils sont pixélisés et contrôlent la transmission et la phase pour chaque pixel, ainsi qu'ils fournissent des reconstructions sans complexe conjugué et un ordre central faible.

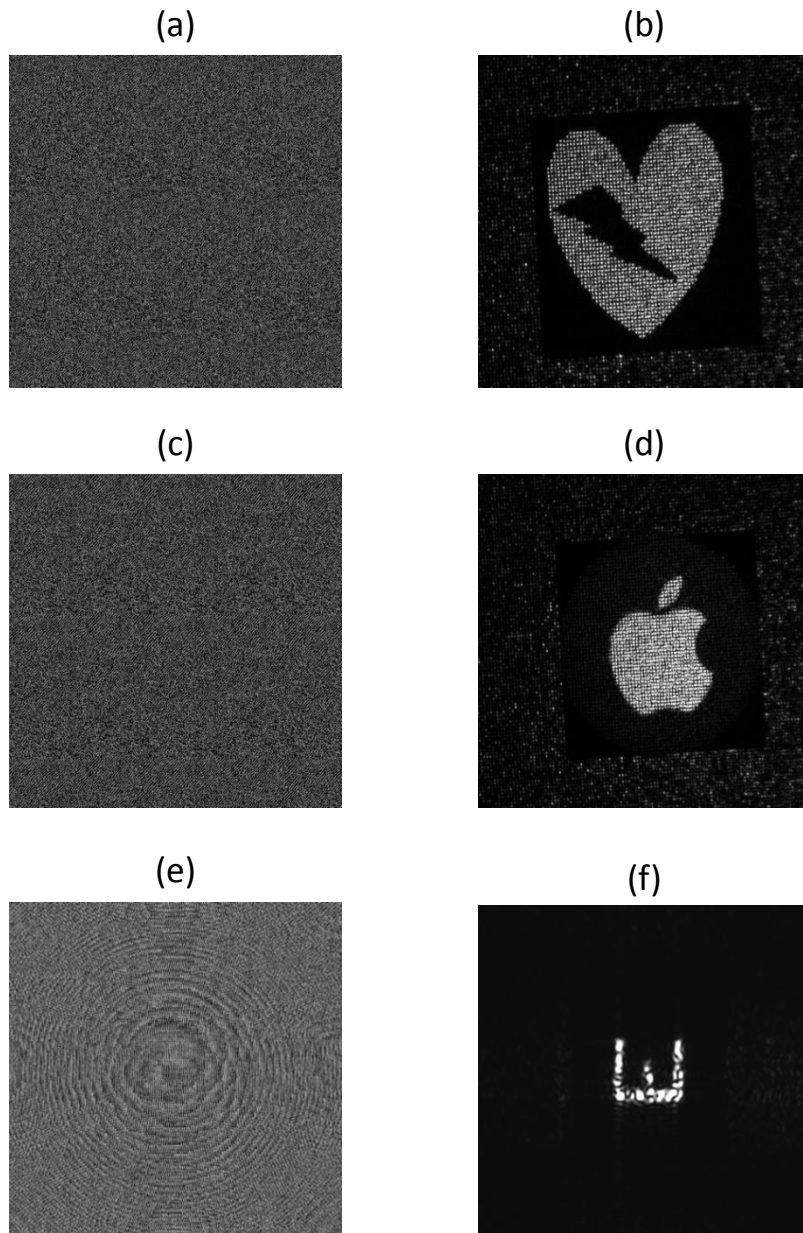
La figure 2.3 montre les reconstructions d'hologrammes de phase pure, dans les domaines de Fourier et de Fresnel. Nous avons calculés ces EODs en utilisant l'algorithme de transformée de Fourier itérative (**IFTA** de Iterative Fourier Transform Algorithm), présenté en 1989 par F. Wyrowski [67]. Cet algorithme est basé sur l'algorithme de Gerchberg-Saxton, permettant de récupérer la phase d'un signal à partir de l'intensité de sa transformée de Fourier. La figure 2.2 illustre la logique derrière l'algorithme IFTA pour le calcul d'un hologramme d'amplitude à trois niveaux de gris. Il s'agit de faire des allers-retours entre le

plan de l'objet et le plan de Fourier, en appliquant progressivement des contraintes dans les deux domaines. La nature de ces contraintes dépend du type de l'hologramme calculé (hologramme d'amplitude ou de phase et nombre de niveaux de quantification utilisé). Nous avons choisis cet algorithme parce qu'il donne de très bons résultats en terme de rapport signal à bruit de la reconstruction, avec un temps de calcul beaucoup plus court que celui pour l'algorithme de recherche binaire directe [68].



**Fig.2.2** Principe de l'algorithme de la transformée de Fourier itérative (IFTA) [57].

Les hologrammes calculés sont ensuite adressés suivant le schéma expérimental de la figure 1.12, sur le modulateur spatial de lumière à base de cristaux liquides utilisé pour cette étude et décrit dans le chapitre 1. Pour les hologrammes de Fourier, les reconstructions sont obtenues en plaçant une caméra CCD dans le plan focal d'une lentille convergente. Pour ceux de Fresnel, la lentille est retirée, et la CCD est placée à la distance convenable du modulateur, pour laquelle l'hologramme a été calculé. Les reconstructions obtenues montrent la robustesse de l'algorithme utilisé, ainsi que les avantages de l'utilisation de ce type de modulateur, qui permet de reproduire identiquement la phase adressée.

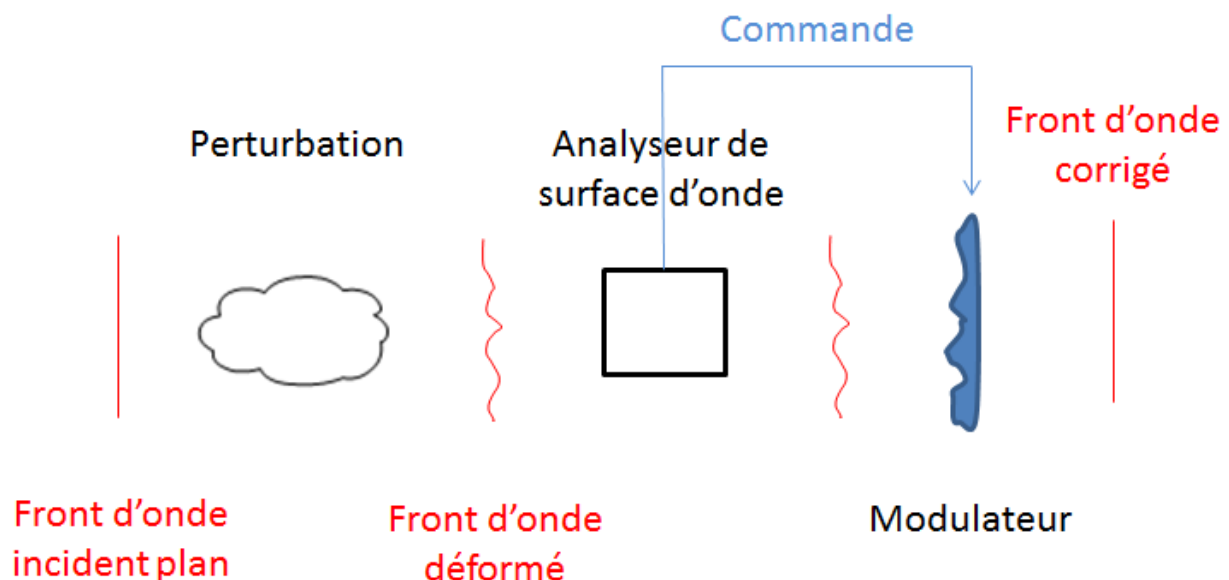


**Fig.2.3** (b) et (d) les reconstructions des hologrammes de Fourier de phase pure (a) et (c). (e) hologramme de Fresnel de phase pure et (f) représente sa reconstruction. Tous les hologrammes utilisent 256 niveaux de quantifications. Les hologrammes de Fourier sont créés sur une matrice  $256 \times 256$  puis dupliqué pour correspondre à la surface du modulateur. L'hologramme de Fresnel est calculé sur une matrice  $512 \times 512$ .

## 2.4. OPTIQUE ADAPTATIVE

Développée dans les années 1950 pour des applications en astronomie [69], l'optique adaptative est une technique qui permet de corriger en temps réel les déformations évolutives et non prédictives d'un front d'onde. Actuellement, son utilisation s'étend sur plusieurs domaines [70] comme l'holographie [71, 72], la microscopie [43, 73-75], la télécommunications [76, 77], ainsi qu'en ophtalmologie afin de produire des images très précises de la rétine [78, 79].

La correction des aberrations du front d'onde se faisait habituellement avec un miroir déformable, qui est relativement cher et difficile à fabriquer. Récemment, et dans le but d'obtenir des systèmes adaptatifs moins chers, les scientifiques utilisent de plus en plus les modulateurs spatiaux de lumière à base de cristaux liquides [73]. Ces derniers peuvent fournir une modulation de phase et d'amplitude assez précise. La figure 2.4 montre de façon simplifiée, le principe de correction dynamique d'un front d'onde.



**Fig.2.4** Schéma représentatif du fonctionnement d'un système basé sur l'optique adaptative. Un analyseur de front d'onde détecte les aberrations induites par les sources de perturbation. Ensuite, grâce à un modulateur de lumière ces aberrations seront compensées.

L'idée consiste à détecter avec un analyseur de front d'onde (analyseur interférométrique ou un détecteur Shack-Hartmann), les aberrations introduites au faisceau par les imperfections du milieu ambiant. Puis, corriger ces aberrations, avec un modulateur de lumière (membrane déformable ou modulateur spatial de lumière à base de cristaux liquides) placé dans un système en boucle fermée.

Dans cette section, nous allons montrer dans un premier temps comment générer des lentilles dynamiques à l'aide d'un modulateur spatial de lumière à base de cristaux liquides. Ensuite, dans le cadre de l'optique adaptative, nous allons présenter une méthode qui permet de corriger dynamiquement les aberrations introduites par des lentilles de mauvaise qualité.

### 2.4.1. LENTILLES DYNAMIQUES

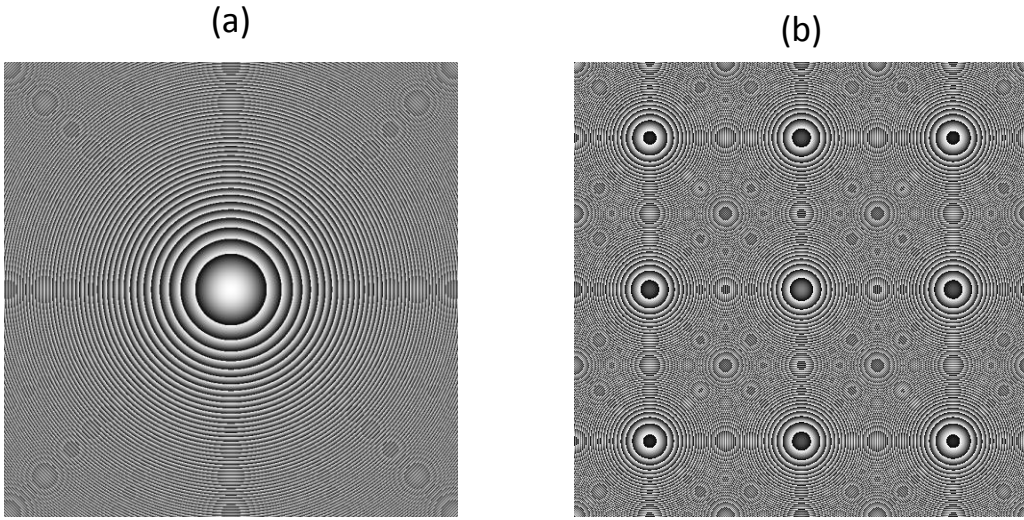
Dans cette partie, nous allons montrer la capacité d'un modulateur spatial de lumière à base de cristaux liquides à générer des lentilles dynamiques [80-82]. Cette application est très attractive, car elle permet d'obtenir des lentilles de distances focales variables sans aucune modification du schéma expérimental. Comme il s'agit d'un élément optique diffractif, le calcul des profils de phase adressés sur le modulateur doit prendre en considération les propriétés du modulateur utilisé, comme les dimensions des pixels, son intervalle de modulation de phase et sa dynamique, ainsi que le couplage amplitude-phase. Le modèle mathématique de la phase quadratique d'une lentille sphérique de distance focale  $f$ , dans une seule dimension, est donné par l'équation suivante [83]:

$$l(x_0, f) = e^{-j \frac{\pi}{\lambda f} (x_0^2)} \quad (2.1)$$

Ce modèle prend en considération certaines contraintes pratiques qui apparaissent lorsqu'on adresse la distribution de phase de l'équation 2.1 sur un modulateur pixélisé avec une dynamique de modulation limitée. Pour plus de détails sur l'aspect théorique du problème, le lecteur est prié de consulter les références [80, 83]. D'autre part, et d'après le critère de Nyquist, les fréquences élevées, localisées dans les pixels des bords de la lentille, doivent être échantillonnées par au moins deux pixels. Cela conduit au fait qu'il existe une valeur minimale de la distance focale d'une lentille générée par un SLM donnée par :

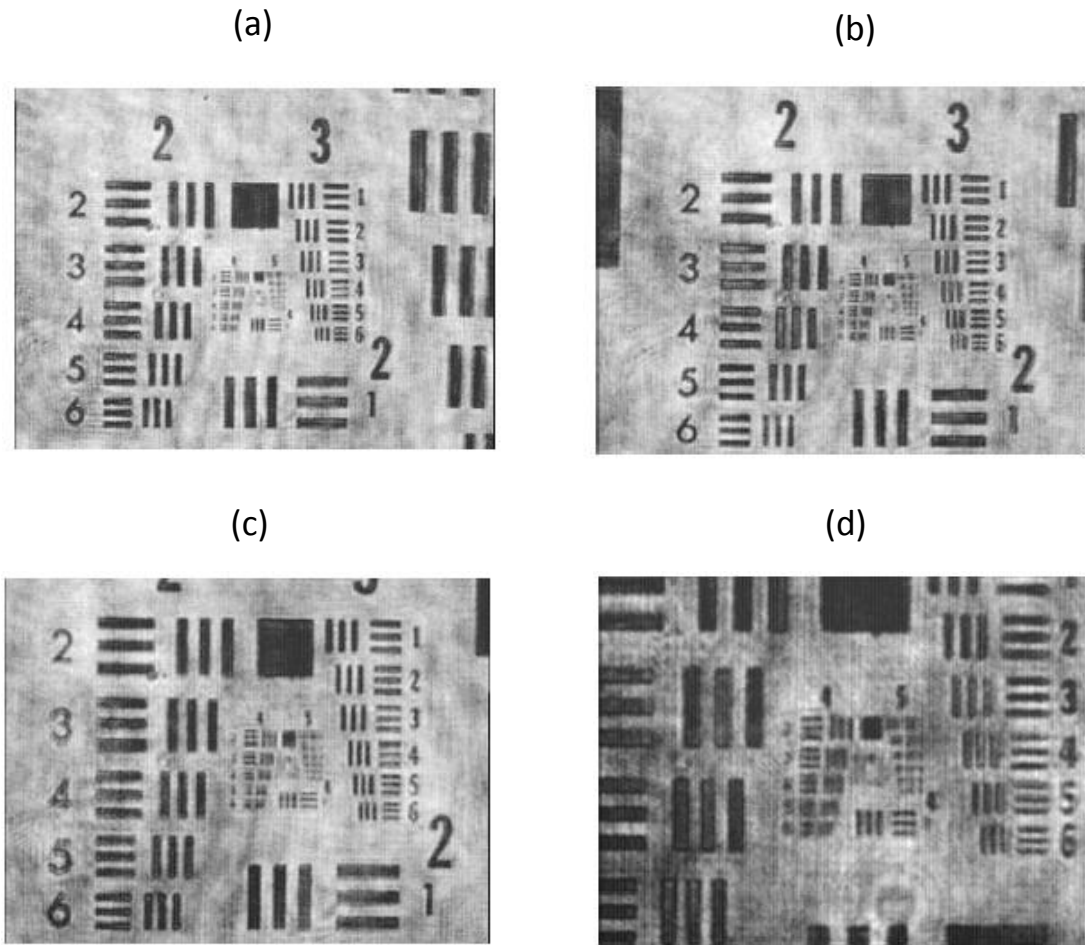
$$f_{réf} = \frac{N_l}{\lambda} \Delta^2 \quad (2.2)$$

Où,  $N_l$  est le nombre de pixel utilisé pour générer la lentille,  $\lambda$  la longueur d'onde, et  $\Delta$  le pas du pixel. Cette limite permet de garantir que la fréquence d'échantillonnage respecte le critère de Nyquist aux bords de la lentille (figure 2.5 a). Si une lentille de distance focale inférieure à  $f_{réf}$  est adressée sur le modulateur, la distribution de phase sera sous-échantillonnée aux bords de l'ouverture, ce qui aura comme conséquence, l'apparition d'un certain nombre de lentilles secondaires comme on voit sur la figure 2.5 (b).



**Fig.2.5** (a) Profil de phase de la fonction d'une lentille, correctement échantillonnée, et (b) la phase de la fonction de la lentille sous-échantillonnée. Dans ce cas la distance focale est 3 fois plus petite que la distance focale minimale, entraînant l'apparition de lentilles secondaires.

Les lentilles dynamiques peuvent également être utilisées afin d'effectuer un zoom [81, 84, 85]. Le modulateur affiche les lentilles tandis que la caméra reste fixe. Entre les deux on place une autre lentille qui permet de maintenir la correspondance entre les plans de l'objet et celui de la CCD. La figure 2.6 montre, les images d'un objet USAF, obtenues avec des lentilles dynamiques ayant les distances focales variantes entre 0,4 et 0,17 m.



**Fig.2.6** Images obtenues en utilisant le zoom dynamique avec des lentilles ayant respectivement les distances focales (a)  $f = 0,26$  m, (b)  $f = 0,23$  m, (c)  $f = 0,21$  m, et (d)  $f = 0,17$ m [83]

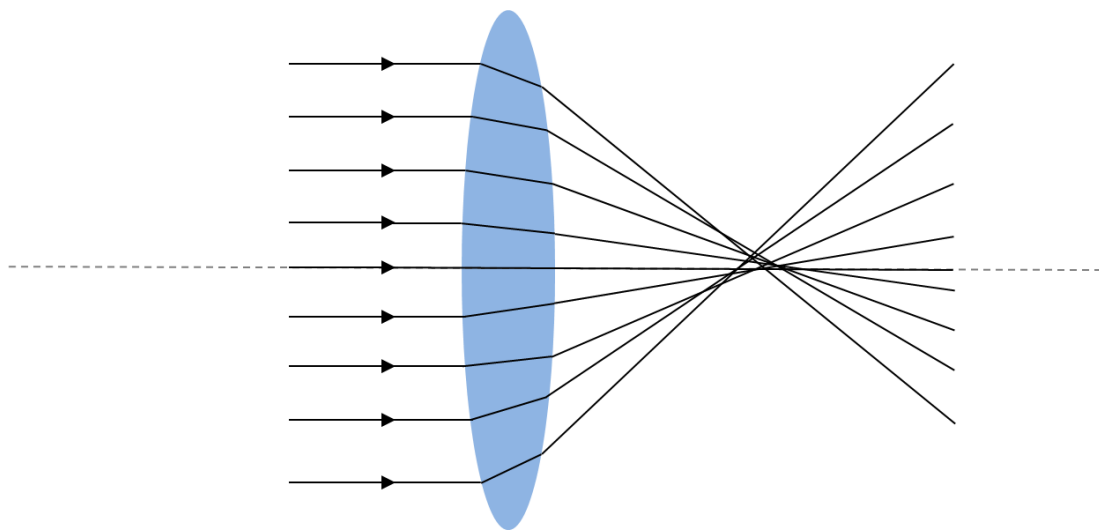
#### 2.4.2. CORRECTION DYNAMIQUE DES ABERRATIONS DES LENTILLES

L'objectif de cette section est de montrer expérimentalement qu'avec un LC-SLM, nous sommes capables d'évaluer dynamiquement la qualité d'une lentille, et de corriger les aberrations qu'elle introduit au système. Pour cela, nous allons nous servir de la même approche appliquée dans la section 1.3.3, basée sur l'analyse des franges, et qui nous a permis de corriger les distorsions introduites par la non-planéité de la surface du modulateur.

En pratique, les lentilles sphériques présentent plusieurs types d'imperfections dues aux processus de fabrication. Parmi ces imperfections, on trouve essentiellement les aberrations



sphériques, dont la conséquence principale est l'élargissement de la tache de focalisation : les rayons provenant des bords et du centre de la lentille ne focalisent pas au même point. On observe alors une caustique de focalisation, dans laquelle le point image attendu sera remplacé par une surface plus ou moins floue comme le montre la figure 2.7. L'astigmatisme est aussi présent, surtout que la symétrie axiale n'est pas parfaite. On en trouve également une aberration dite "coma", qui dépend de l'ouverture de la lentille.

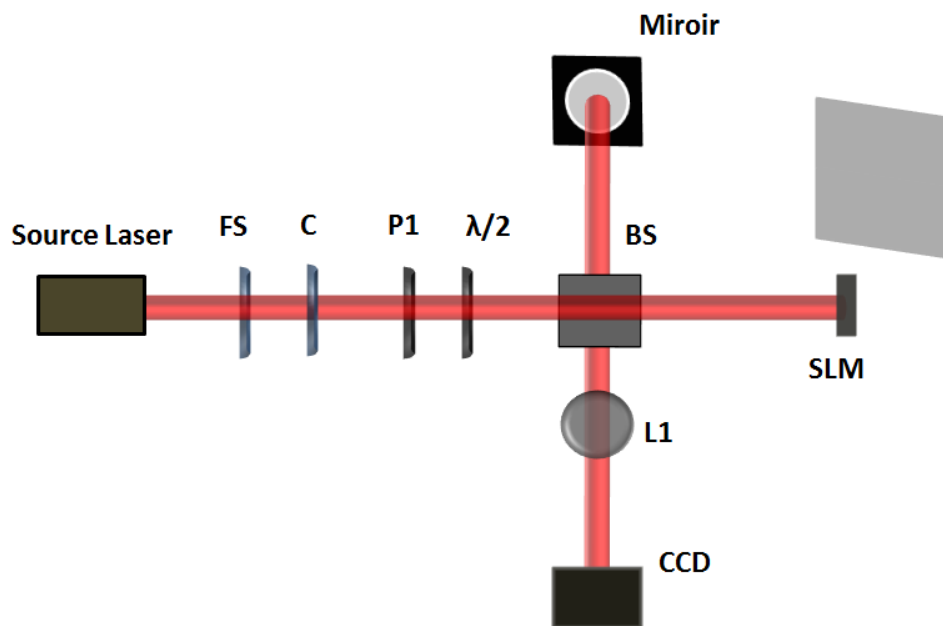


**Fig.2.7** Schéma illustrant l'effet de l'aberration sphérique sur une lentille convergente. Les rayons parallèles ne se concentrent pas en un point unique.

Pour tout ce qui va suivre, on suppose que la distorsion de la surface du modulateur est compensée, et que la lentille constitue la seule source d'aberration dans le système. Pour cela, nous nous servons d'une lentille convergente de mauvaise qualité, ainsi que d'une caméra CCD permettant d'imager la surface du SLM, comme le montre la figure 2.8. Ensuite, nous adressons sur le modulateur une distribution à niveau de gris constant, puis nous enregistrons les franges d'interférences entre une onde de référence et l'onde réfléchie par le modulateur.

Si le miroir de référence est légèrement incliné, l'interférogramme obtenu va contenir des franges verticales. Le degré de courbure de ces franges est proportionnel à l'intensité de la distorsion du front d'onde : plus le front d'onde est distordu, plus les franges seront courbées. Un programme analyse les franges, et nous permet de remonter au front d'onde qui représente les aberrations de la lentille. Afin d'éliminer l'effet de l'inclinaison du miroir de référence, le champ obtenu sera décomposé en plusieurs modes de poids différents,

selon la définition des polynômes de Zernike. On annule les 3 premiers modes, qui correspondent respectivement au piston et à l'inclinaison suivant les axes x et y, pour obtenir finalement la distribution de phase qui représente les aberrations. Ainsi, on peut déduire facilement la correction qu'on doit appliquer sur le SLM, et qui correspond à l'inverse de cette distribution de phase.

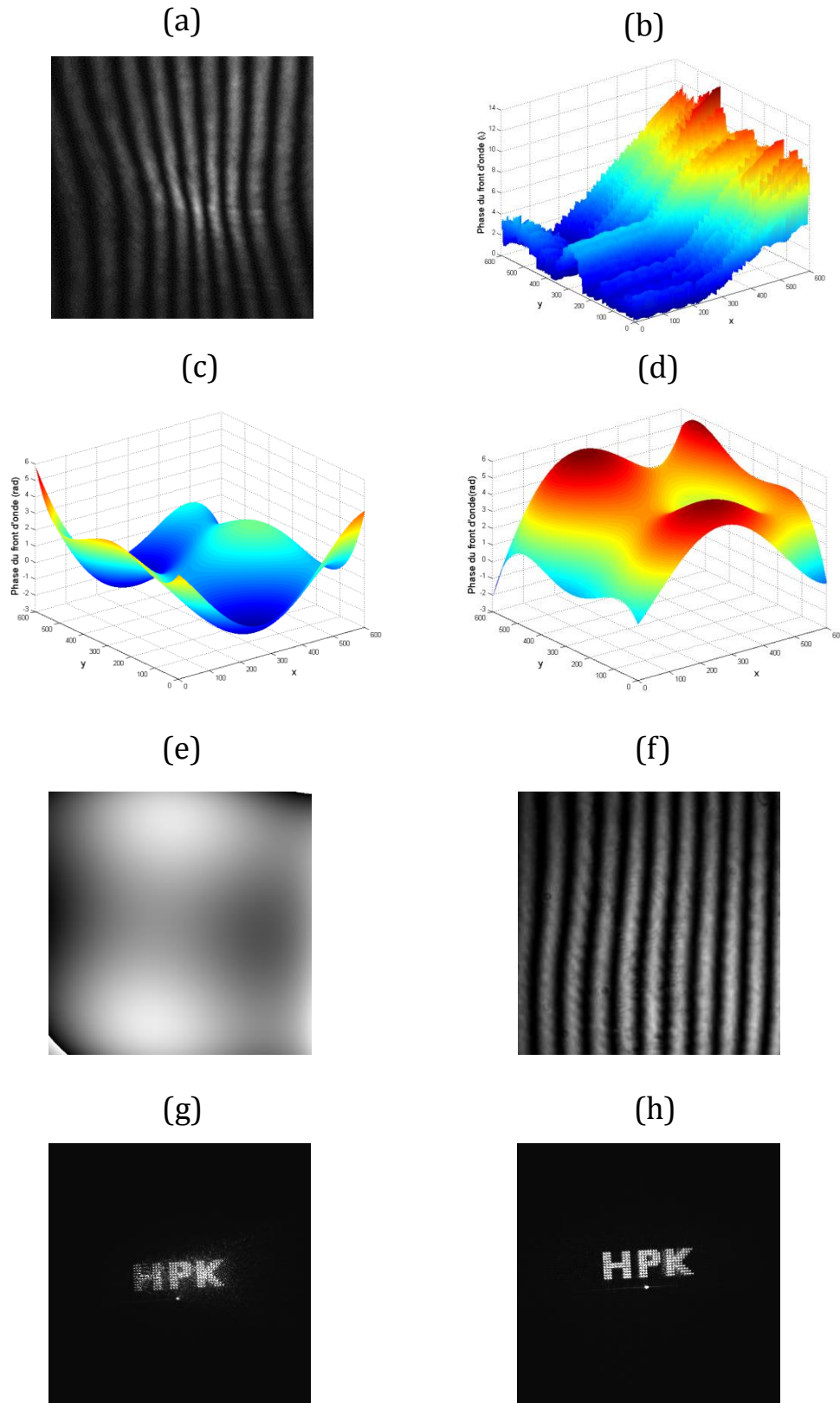


**Fig.2.8** Schéma expérimental permettant d'imager la surface du SLM à l'aide d'une lentille convergente de mauvaise qualité, L1. Le faisceau réfléchi par le modulateur interfère avec un faisceau de référence, et les franges obtenues sont enregistrées à l'aide d'une caméra CCD placée au bon endroit. Un niveau de gris constant est adressé sur le modulateur.

Lorsque la correction est appliquée, nous constatons une amélioration de la qualité d'imagerie et de focalisation de la lentille concernée, comme le montre la figure 2.9. Les franges d'interférence obtenues lorsqu'on adresse un niveau de gris constant sur le modulateur sont plus verticales (2.9 a et f), ainsi que la reconstruction d'hologramme dans le plan focal qui est de meilleure qualité (2.9 g et h).

L'inconvénient principal de cette méthode est l'attribution de toutes les distorsions du système à la lentille, tout en les estimant en fonction d'une surface de référence (le miroir de référence dans notre cas), qui est considérée parfaite.

## 2.4- Optique adaptative



**Fig.2.9** (a) les franges d'interférences obtenues lorsqu'on adresse un niveau de gris constant sur le modulateur, imagé avec une lentille de mauvaise qualité. (b) et (c) la distortion introduite par la lentille avant et après la suppression de l'effet d'inclinaison du miroir de référence. (d) et (e) la phase qu'il faut appliquer sur le modulateur pour compenser les aberrations, en radian et en niveau de gris. (f) les franges d'interférences obtenues après la correction des aberrations de la lentille. On remarque que les franges sont plus verticales que dans (a). (g) et (h) représentent respectivement la reconstruction d'un hologramme dans le plan focal de la même lentille, avant et après la correction des distortions.

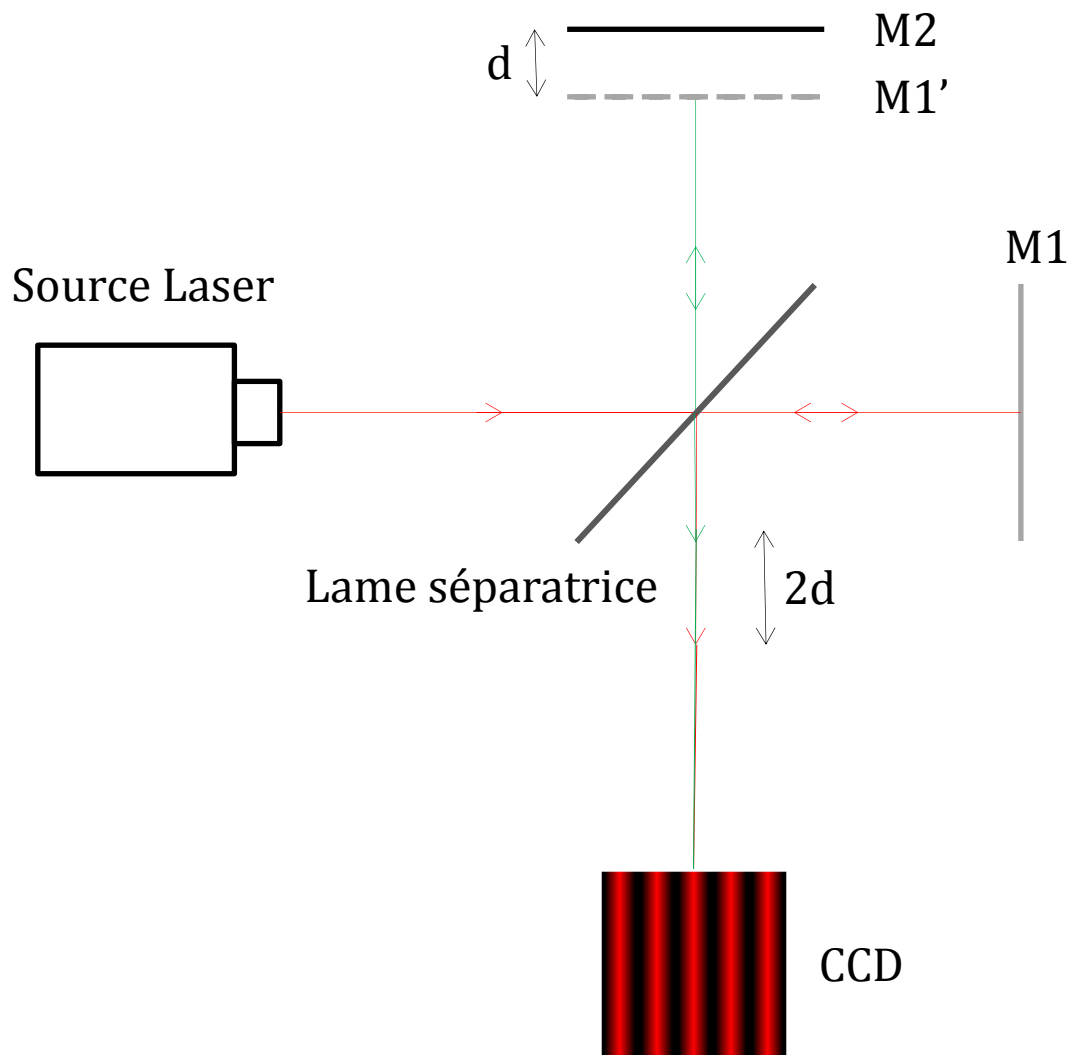
## 2.5. PMI: PHASE-MEASUREMENT INTERFEROMETRY

### 2.5.1. INTRODUCTION

L'interférométrie représente une famille de techniques, dans laquelle les ondes sont superposées afin d'extraire des informations concernant leurs propriétés internes. Elle est très présente en astronomie, en microscopie, en énergie nucléaire et beaucoup d'autres domaines scientifiques [86, 87]. Au sein de cette famille, on trouve les techniques interférométriques de récupération de phase, qui regroupent plusieurs méthodes de mesure différentes, permettant de remonter à l'information de la phase perdue d'un front d'onde. Cela peut être utile pour la détection des faibles déplacements [88], la mesure des variations de l'indice de réfraction d'un matériaux [89], la recherche des irrégularités d'une surface [90], et même dans la microscopie à contraste de phase qui exploite les variations de phase d'un faisceau traversant un objet transparent, puis transforme ces variations en des variations d'amplitude visible.

En pratique, lorsque deux ondes de même fréquence interfèrent, cela donne lieu à un interférogramme qui dépend de la différence de phase entre ces deux ondes. Un tel interférogramme est enregistré à l'aide d'un dispositif optique appelé interféromètre, qui peut être soit à division de phase (les fentes de Young), soit à division d'amplitude, comme l'interféromètre de Mach-Zehnder, ou de Michelson montré dans la figure 2.10. Ce dernier est constitué essentiellement de deux miroirs et d'une lame semi-réfléchissante appelée séparatrice. La différence de longueur  $d$  des bras de l'interféromètre induit une différence de marche entre les deux rayons égale à  $2d$ , ce qui se traduit par une différence de phase observable sur l'interférogramme enregistré à l'aide d'une caméra CCD.

Un interférogramme renferme beaucoup d'information, et grâce au progrès informatique récent, on est capable de le numériser et d'analyser son contenu convenablement, en manipulant chaque pixel individuellement, ce qui n'était pas le cas dans les années 1960. À l'époque, l'idée consistait à chercher le centre des franges d'interférences en utilisant des tablettes graphiques ou des systèmes vidéo connectés à l'ordinateur, ce qui posait beaucoup de problèmes de précision [91, 92].



**Fig.2.10** Schéma représentatif de l'interféromètre de Michelson. M1 et M2 représentent deux miroirs décalés l'un par rapport à l'autre d'une distance  $d$ . Le cube séparateur divise le faisceau en deux parties de même intensité, et la CCD placée à la sortie du cube acquiert l'interférogramme résultant

### 2.5.2. PRINCIPE DES PMI

La **PMI**, ou Phase-measurement Interferometry, est une approche qui permet de surmonter les complications présentées dans la section précédente. Elle tire son avantage des avancées dans le monde numérique, et offre plus de précision et de rapidité, ainsi qu'elle réduit considérablement les erreurs dues à la turbulence de l'air et aux vibrations. Cette approche se divise en deux grandes catégories [93]: les techniques temporelles, ou **TPMI**, qui introduisent un déphasage connu entre le faisceau de l'objet et le faisceau de

référence, puis enregistre une série d'interférogrammes en modifiant temporellement ce déphasage. Ces techniques sont parfois désignées par techniques hétérodynes. D'un autre côté, on trouve les PMI spatiales qui reposent sur le codage de l'information du déphasage spatialement dans un seul interférogramme, en utilisant un grand nombre de franges générées par l'inclinaison du front d'onde de référence par rapport au front d'onde de l'objet.

### 2.5.3. TECHNIQUES DE MODULATION DE LA PHASE EN TPMI

Le déphasage entre les deux faisceaux, de l'objet et de référence, peut être introduit avec différents types de déphaseur. Le déphaseur est placé dans l'un des deux bras de l'interféromètre, et effectue une modulation de phase continue ou discrète.

La technique de modulation la plus utilisée pour ce type d'application consiste à déplacer le miroir du faisceau de référence M2 de la figure 2.10, à l'aide d'un transducteur piézo-électrique [94], qui peut atteindre une sensibilité de 1 nm et une précision de quelques dizaines de nm. Une lame de verre inclinée, placée dans l'un des bras de l'interféromètre [95], peut également fournir le déphasage souhaité entre les deux faisceaux. Cette différence de phase sera proportionnelle à l'angle d'inclinaison de la plaque. Cependant, cette lame doit être de bonne qualité et bien alignée, de façon à obtenir le même chemin optique pour tout le diamètre du faisceau incident. Une autre technique consiste à mouvoir un réseau de diffraction dans l'un des deux bras de l'interféromètre [96-98]. Lorsque ce réseau, de fréquence spatiale  $f$ , est déplacé avec une vitesse  $v$ , cela produit un décalage de la fréquence du  $n^{\text{ème}}$  ordre de diffraction égal à  $nvf$ . Ce même effet peut aussi être produit avec une lame à retard rotative, qui génère un décalage de la fréquence à deux fois sa fréquence de rotation [95, 98, 99].

Le déphasage souhaité, peut aussi être produit à l'aide d'un laser à effet Zeeman [95], avec un modulateur acousto-optique [93], et, comme est le cas dans notre étude, un modulateur spatial de lumière à base de cristaux liquides. Nous avons placé ce dernier dans l'un des deux bras de l'interféromètre afin d'appliquer l'une des techniques du PMI temporelle détaillée dans la section suivante.

#### 2.5.4. APPROCHES DES PMI TEMPORELLES : PHASE-SHIFTING

Plusieurs techniques PMI temporelles permettent de remonter à la phase du front d'onde initial. Les plus utilisées, connues sous " phase-stepping " modifient la phase par pas entre les différentes acquisitions d'interférogramme. D'autres, désignés par " integrating-bucket technique ", intègrent l'intensité en décalant la phase [91]. Ces deux techniques appartiennent à la catégorie dite " Phase-Shifting interferometry " **PSI**.

Comme il existe plusieurs approches, nous commençons par une présentation mathématique générale du problème, avant de donner les équations spécifiques des techniques les plus populaires.

L'équation générale de l'interférence entre deux ondes est la suivante :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma| \cos(\Delta\Phi) \quad (2.3)$$

Où  $I$ ,  $I_1$  et  $I_2$  représentent respectivement les intensités de l'interférogramme enregistré, et les intensités des deux ondes.  $\Delta\Phi$ , la différence de phase, et  $\gamma$  le degré de cohérence mutuelle. De l'équation (2.3) on peut déduire le déphasage entre les deux ondes :

$$\Delta\Phi = \cos^{-1} \frac{I - (I_1 + I_2)}{2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma|} \quad (2.4)$$

Donc, afin de trouver  $\Delta\Phi$ , il faut résoudre l'équation (2.4). Cela nécessite de connaître les valeurs des trois inconnues  $I_1$ ,  $I_2$  et  $\gamma$  pour chaque pixel, ce qui n'est pas une tâche facile. Ajoutons à cela le bruit du système qui peut dégrader la qualité des acquisitions.

Comme l'idée derrière les PSI est d'ajouter un déphasage connu entre le faisceau de l'objet et le faisceau de référence, alors l'équation (2.3), qui exprime l'intensité d'un interférogramme peut être formulée de la façon suivante :

$$I = a + b \cos(\Phi + \alpha_n) \quad (2.5)$$

Où  $a, b$ , et  $\Phi$ , sont en fonction des coordonnées spatiales, et  $\alpha_n$  représente la phase introduite expérimentalement, soit au faisceau principal, soit au faisceau de référence.  $n$  est comprise entre 0 et  $N$ , et correspond au rang de la phase ajoutée.

L'équation (2.5) comporte 3 inconnues, donc pour retrouver la valeur du déphasage  $\Phi$ , nous devons enregistrer au moins 3 interférogrammes, en décalant par pas, 3 fois, la valeur de  $\alpha$ .

Les intensités des 3 interférogrammes s'expriment de la forme suivante :

$$I_1 = a + b \cos(\Phi + \alpha_1) \quad (2.6)$$

$$I_2 = a + b \cos(\Phi + \alpha_2) \quad (2.7)$$

$$I_3 = a + b \cos(\Phi + \alpha_3) \quad (2.8)$$

(2.6), (2.7), et (2.8) forment un système de 3 équations à 3 inconnues. La résolution de ce système nous donne :

$$\Phi = \tan^{-1} \frac{(I_2 - I_3) \cos \alpha_1 - (I_1 - I_3) \cos \alpha_2 - (I_1 - I_2) \cos \alpha_3}{(I_2 - I_3) \sin \alpha_1 - (I_1 - I_3) \sin \alpha_2 - (I_1 - I_2) \sin \alpha_3} \quad (2.9)$$

De l'équation 2.9 découle plusieurs techniques:

**1- Three steps technique [100]:**

Il s'agit du cas particulier où on effectue 3 acquisitions d'interférogrammes avec  $\alpha_1 = \frac{\pi}{4}, \alpha_2 = \frac{3\pi}{4}$  et  $\alpha_3 = \frac{5\pi}{4}$ . Dans ce cas l'équation (2.9) devient:

$$\Phi = \tan^{-1} \left( \frac{I_2 - I_3}{I_2 - I_1} \right) \quad (2.10)$$

**2- Four steps technique [94]:**

Pour cette technique, Il faut acquérir 4 interférogrammes avec un décalage de phase de  $90^\circ$  :  $\alpha_1 = 0, \alpha_2 = \frac{\pi}{2}, \alpha_3 = \pi$  et  $\alpha_4 = \frac{3\pi}{2}$ .

$$\Phi = \tan^{-1} \left( \frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} \right) \quad (2.11)$$

**3- Five steps technique [94]:**

Une autre technique développée par Hariharan et al. [101], et qui utilise un déphasage de  $90^\circ$  afin de minimiser la probabilité d'avoir un numérateur ou un dénominateur égal à 0. L'algorithme utilise 5 figures d'intensités associées à leurs décalages de phase  $(-\pi, -\frac{\pi}{2}, 0, \frac{\pi}{2}, \pi)$ , ce qui donne un déphasage :

$$\Phi = \tan^{-1} \left( \frac{2(I_2 - I_4)}{2I_3 - I_5 - I_1} \right) \quad (2.12)$$



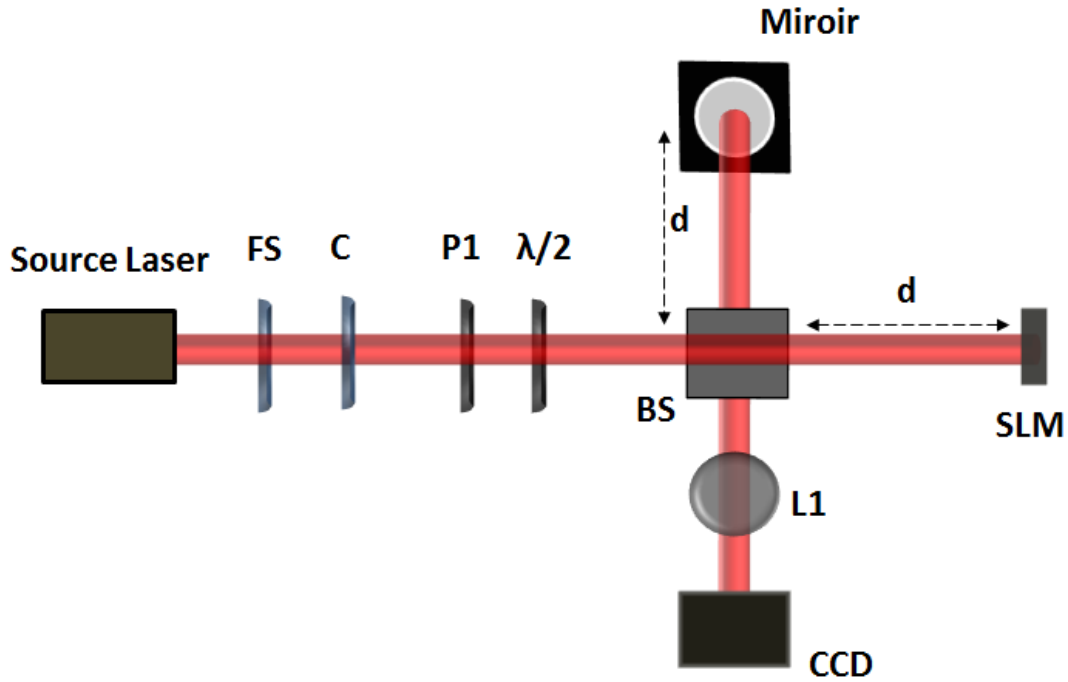
C'est une technique très simple à implémenter, avec une grande tolérance vis-à-vis la mauvaise calibration du décalage des phases.

Il existe encore une grande variété de techniques, destinées chacune à un certain type d'application. Pour plus de détails, le lecteur est prié de se référer à [93].

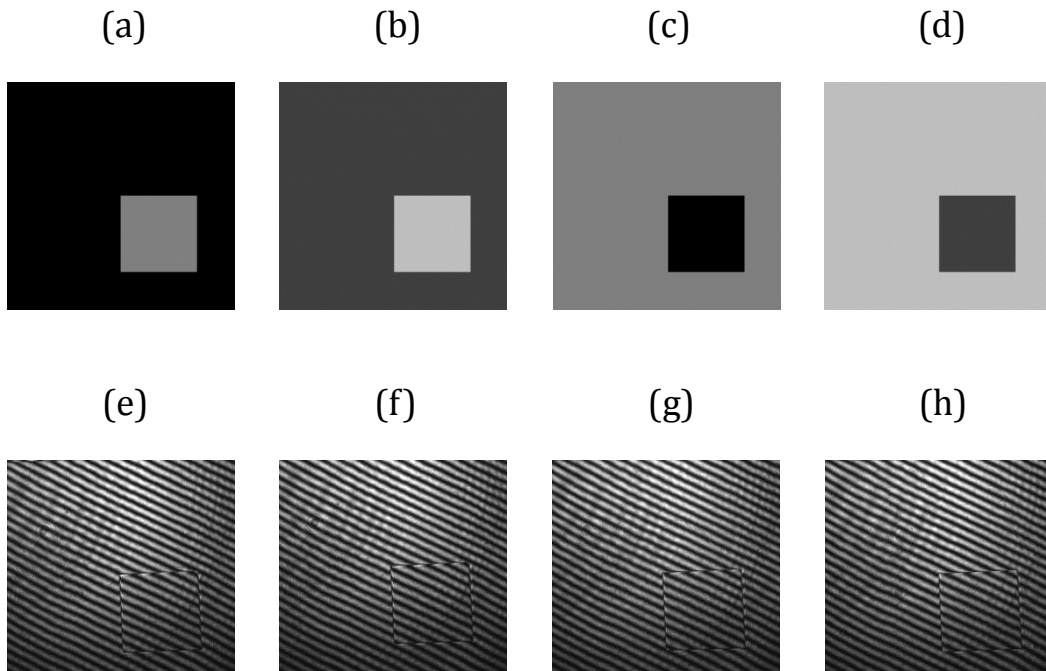
### 2.5.5. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Comme on l'a déjà précisé, le but de cette section est de montrer qu'il est possible d'appliquer expérimentalement une des techniques du Phase Shifting Interferometry, en utilisant le modulateur spatial de lumière sélectionné dans le chapitre 1. L'ajout d'un tel composant dans le schéma optique présente plusieurs avantages : d'un côté, les LC-SLM sont disponibles commercialement à un prix raisonnable, ils sont flexibles, compacts, et facilement contrôlés. De l'autre, leur mode de fonctionnement est simple, ce qui permet d'effectuer les acquisitions très rapidement et avec précision, surtout qu'ils fournissent un grand nombre de niveaux de décalage de phase. Ajoutons à ça, le grand avantage de réaliser les acquisitions sans des déplacements mécaniques, ce qui réduit les vibrations et les turbulences de l'air, ainsi que les erreurs de mesure.

La figure 2.11 illustre le schéma interférométrique utilisé afin d'appliquer la "*Four steps technique*". Le modulateur est placé dans l'un des deux bras de l'interféromètre, et possède une double fonction : il sert à afficher l'objet de phase pure qu'on cherche à reconstruire, et en même temps, il doit déphaser quatre fois ( $0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}$ ) le front d'onde incident, par rapport au faisceau de référence, réfléchi par le miroir. La figure 2.12 montre un exemple d'objet de phase pure qu'on peut adresser sur le modulateur, ses quatre versions déphasées, ainsi que les quatre interférogrammes enregistrés. Comme on peut le voir, ces derniers seront décalés l'un par rapport à l'autre, et c'est le traitement numérique de ce décalage, qui va permettre de remonter au front d'onde initial.

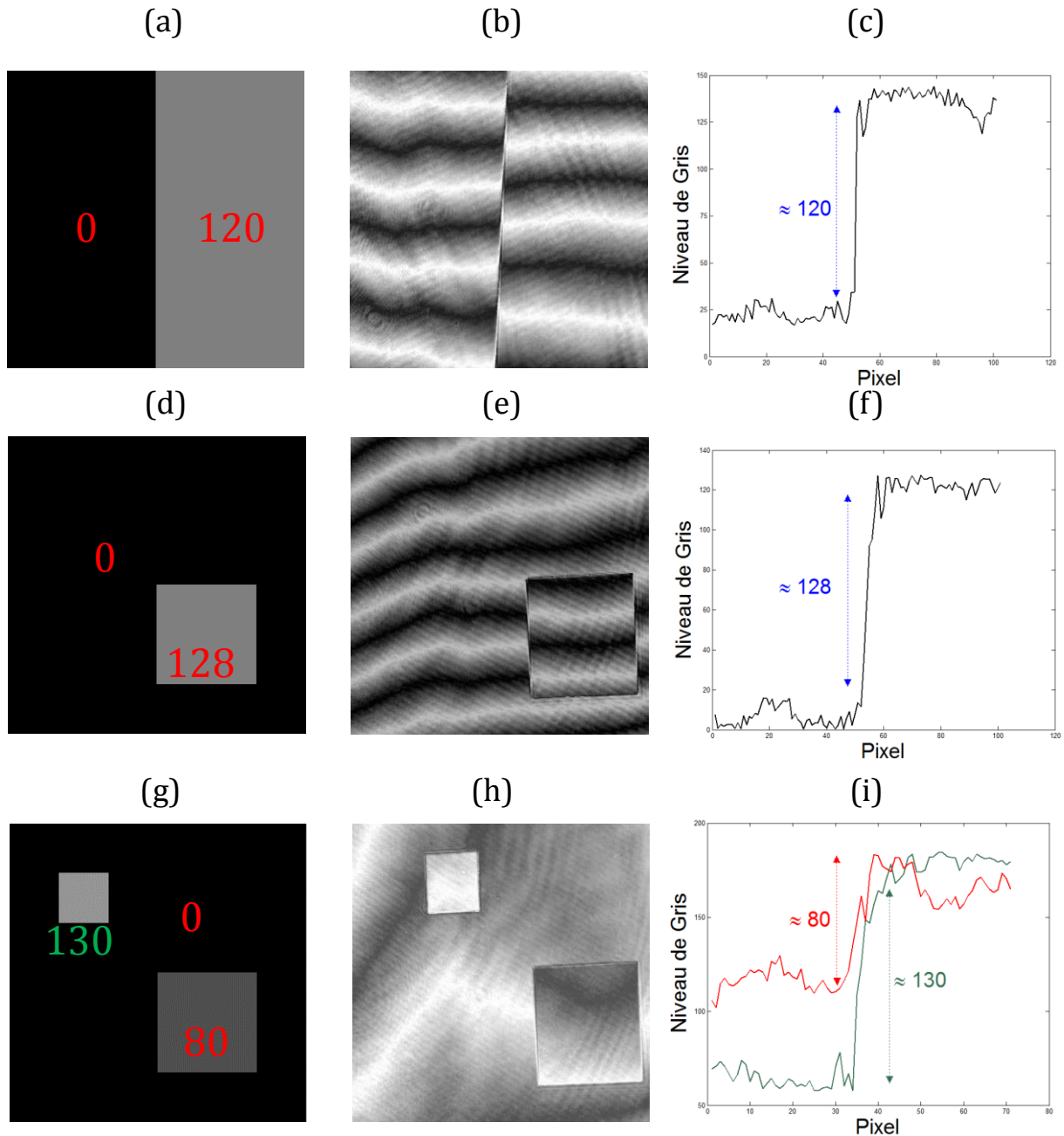


**Fig.2.11** Interféromètre de Michelson utilisé pour appliquer la "Four Steps technique". Le SLM affiche l'objet qu'on doit reconstruire, et applique en même temps un déphasage entre le faisceau de référence et le faisceau incident qu'il réfléchit. L1 sert à imager convenablement la surface du modulateur à l'intérieur de la CCD.



**Fig.2.12** (a), (b), (c), (d) représentent respectivement l'objet de phase pure déphasé de  $0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}$ . (e), (f), (g), (h) représentent les interférogrammes correspondants.

La figure 2.13 montre la reconstruction expérimentale de 3 objets de phase pure affichés sur le modulateur, en utilisant la méthode "Four steps technique". Le profil dans 2.13 c traduisant l'écart de phase entre les deux zones de l'objet reconstruit (2.13 b), est dressé en calculant une moyenne de la valeur absolue de l'écart entre ces deux zones. La même logique est appliquée pour les profils dans 2.13 f et i. Ces courbes montrent qu'on retrouve les mêmes valeurs du déphasage entre les différents niveaux des objets initiaux. On précise que les franges qui apparaissent dans les différentes figures sont dues à l'inclinaison du modulateur qui affiche les objets de phase.



**Fig.2.13** (a), (d) et (g) représentent 3 objets de phase pure affichés sur le modulateur. (b), (e) et (h) leurs reconstructions avec la méthode Four steps. (c), (f) et (i) la moyenne des profils respectifs. On remarque que dans les 3 cas on obtient la même différence de phase entre les différents niveaux de l'objet.

Cependant, on remarque que pour les trois profils, la transition entre deux zones ayant deux niveaux de gris différents n'est pas brusque mais progressive. Cela peut être dû à plusieurs raisons, comme le bruit présent pendant les acquisitions, ou même l'effet du cross-talk du modulateur discuté dans le chapitre suivant.

#### 2.5.6. DEROULEMENT DE LA PHASE

Même si ces méthodes interférométriques sont très utilisées dans tous les domaines scientifiques, leur grande ambiguïté reste ce qu'on appelle l'enroulement de la phase, ou "phase wrapping" en anglais [102, 103]. D'après l'équation 2.11, la phase est calculée à partir d'une arctangente, donc elle va être définie sur un intervalle compris entre  $-\pi$  et  $+\pi$ . Cela se manifeste par le fait que lorsqu'une valeur extrême est atteinte ( $-\pi$  et  $+\pi$ ), la phase saute à l'autre extrémité de l'intervalle ( $-\pi$  et  $+\pi$ ), bien que la phase optique réelle soit continue et croissante ou décroissante de manière relativement douce.

La solution à ce problème consiste à dérouler la phase (Phase unwrapping), c.-à-d. à supprimer les sauts de phase brusque, et retrouver la phase réelle  $\Phi$  à partir de la phase mesurée  $\phi$  tel que :

$$\Phi = 2k\pi + \phi \quad (2.13)$$

Où  $k$  est un entier positif. Dans le cas monodimensionnel, il existe une solution unique [104], qui stipule que la phase réelle est l'intégrale de la pseudo dérivée de la phase mesurée le long du chemin reliant 2 sauts de phase. Cependant, dans le cas des images bidimensionnelles, avec un niveau de bruit élevé, l'unicité de la solution n'est plus assurée. Cela nécessite des techniques de déroulement de phase sophistiquées, dont l'implantation n'est pas toujours aisée [105]. Ces techniques se divisent en quatre grandes catégories [106]:

- Les méthodes locales, directement issues du principe de déroulement du signal 1D, qui détectent les changements de phase à partir d'un voisinage local.
- Les méthodes globales, qui cherchent à détecter les sauts de phase réels sous forme de contours fermés.

- Les méthodes basées sur les moindres carrés, qui formalisent le déroulement de la phase en termes de minimisation d'erreur par rapport à un modèle global sous forme de système d'équations linéaires.
- Les méthodes basées sur une modélisation locale explicite (analytique ou markovienne), qui réalisent une optimisation d'une fonctionnelle.

Chacune de ces méthodes a ses avantages et ses inconvénients. Ils sont généralement choisis en fonction du type de l'application.

## 2.6. CONCLUSION

L'efficacité du modulateur spatial de lumière à base de cristaux liquides choisis pour cette étude a été testée pour différents types d'applications. Son utilisation s'avère très avantageuse en microscopie où il peut être implémenté à la fois dans le trajet d'illumination et le trajet d'imagerie. Il est également très présent en holographie, pour afficher dynamiquement des éléments optiques diffractifs sans aucune intervention humaine ou modification du schéma expérimental. Ce composant est aussi utilisé en optique adaptative, où nous avons démontré deux applications possibles : l'affichage des lentilles dynamique, et la correction des aberrations introduites par les composants optiques du système. Le potentiel de ce modulateur a encore été prouvé dans les méthodes dites "Phase Shifting Interferometry", PSI. Il peut être employé pour toutes les techniques existantes afin d'appliquer un déphasage précis et rapide. Ajoutons à cela, le fait que c'est un composant compact, robuste, avec une haute résolution et facile à adresser. Toutes ces propriétés font de lui un bon choix pour un grand nombre de disciplines scientifiques, dont deux font parties de nos axes de recherche au MIPS : la microscopie tomographique diffractive [107], et la correction des aberrations introduite par un zoom d'un microscope [108].

Dans le chapitre suivant, nous allons proposer et démontrer une application supplémentaire de ce type de modulateur. Il s'agit des méthodes itératives permettant de remonter à un front d'onde complexe, où, le SLM joue un rôle essentiel dans la simplification du schéma expérimental.

## BIBLIOGRAPHIE

1. G. Lazarev, A. Hermerschmidt, S. Krüger, and S. Osten, "LCOS Spatial Light Modulators: Trends and Applications," in *Optical Imaging and Metrology: Advanced Technologies*, W. Osten, and N. Reingand, eds. (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2012), pp. 1-27.
2. P. F. McManamon, T. A. Dorschner, D. L. Corkum, L. J. Friedman, D. S. Hobbs, M. Holz, S. Liberman, H. Q. Nguyen, D. P. Resler, R. C. Sharp, and E. A. Watson, "Optical phased array technology," *Proc. IEEE* **84**, 268-298 (1996).
3. P. F. McManamon, and E. A. Watson, "Optical beam steering using phased array technology," in *Optical Science, Engineering and Instrumentation'97*(SPIE1997), pp. 90-98.
4. T. A. Dorschner, L. J. Friedman, M. Holz, D. P. Resler, R. C. Sharp, and I. W. Smith, "An optical phased array for lasers," in *Phased Array Systems and Technology, 1996., IEEE International Symposium on*(IEEE1996), pp. 5-10.
5. L. Ge, M. Duelli, and R. W. Cohn, "Enumeration of illumination and scanning modes from real-time spatial light modulators," *Opt. Express* **7**, 403-416 (2000).
6. X. Xun, X. Chang, and R. W. Cohn, "System for demonstrating arbitrary multi-spot beam steering from spatial light modulators," *Opt. Express* **12**, 260 (2004).
7. A. Jesacher, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, "Combined holographic optical trapping and optical image processing using a single diffractive pattern displayed on a spatial light modulator," *Opt. Lett.* **39**, 5337-5340 (2014).
8. A. Miniewicz, A. Gniewek, and J. Parka, "Liquid crystals for photonic applications," *Optical Materials* **21**, 605-610 (2003).
9. D. G. Grier, "A revolution in optical manipulation," *Nature* **424**, 810-816 (2003).

10. R. Eriksen, V. Daria, P. Rodrigo, and J. Glückstad, "Computer-controlled orientation of multiple optically-trapped microscopic particles," *Microelectronic Engineering* **67**, 872-878 (2003).
11. J. Liesener, M. Reicherter, T. Haist, and H. J. Tiziani, "Multi-functional optical tweezers using computer-generated holograms," *Opt. Commun.* **185**, 77-82 (2000).
12. T.-H. Chao, H. Zhou, and G. F. Reyes, "Grayscale optical correlator for real-time onboard ATR," in *Optical Pattern Recognition XII*(SPIE, Orlando, FL, USA, 2001), pp. 10-15.
13. K. Buse, A. Adibi, and D. Psaltis, "Non-volatile holographic storage in doubly doped lithium niobate crystals," *Nature* **393**, 665-668 (1998).
14. M. Ezura, S. Baba, and N. Kihara, "Holographic memories using 2-dimensional phase-code multiplexing method," *Japanese Journal of Applied Physics* **43**, 4954 (2004).
15. R. John, J. Joseph, and K. Singh, "Phase-image-based content-addressable holographic data storage," *Opt. Commun.* **232**, 99-106 (2004).
16. G. D. Love, "Wave-front correction and production of Zernike modes with a liquid-crystal spatial light modulator," *Appl. Opt.* **36**, 1517-1524 (1997).
17. P. M. Prieto, E. J. Fernández, S. Manzanera, and P. Artal, "Adaptive optics with a programmable phase modulator: application in human eye," *Opt. Express* **12**, 4059-4071 (2004).
18. D. C. Dayton, S. L. Browne, S. P. Sandven, J. D. Gonglewski, and A. V. Kudryashov, "Theory and laboratory demonstrations on the use of a nematic liquid-crystal phase modulator for controlled turbulence generation and adaptive optics," *Appl. Opt.* **37**, 5579-5589 (1998).
19. S. R. Restaino, "Liquid crystal technology for adaptive optics," in *Electronic Imaging'99*(SPIE1999), pp. 74-78.
20. C. Maurer, A. Jesacher, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, "What spatial light modulators can do for optical microscopy," *Laser & Photonics Reviews* **9999**, NA (2011).

21. Z. Wang, L. Millet, M. Mir, H. Ding, S. Unarunotai, J. Rogers, M. U. Gillette, and G. Popescu, "Spatial light interference microscopy (SLIM)," *Opt. Express* **19**, 1016-1026 (2011).
22. A. Ng, C. See, and M. Somekh, "Quantitative optical microscope with enhanced resolution using a pixelated liquid crystal spatial light modulator," *Journal of microscopy* **214**, 334-340 (2004).
23. U. Efron, *Spatial light modulator technology: materials, devices, and applications* (CRC Press, 1994).
24. V. Nikolenko, B. O. Watson, R. Araya, A. Woodruff, D. S. Peterka, and R. Yuste, "SLM microscopy: scanless two-photon imaging and photostimulation with spatial light modulators," *Frontiers in neural circuits* **2** (2008).
25. G. K. Wernicke, S. Krüger, H. Gruber, N. Demoli, M. Dürr, and S. Teiwes, "Liquid crystal display as spatial light modulator for diffractive optical elements and the reconstruction of digital holograms," in *International Symposium on Photonics and Applications*(SPIE2001), pp. 182-190.
26. T. Meeser, C. von Kopylow, and C. Falldorf, "Advanced digital lensless fourier holography by means of a spatial light modulator," in *3DTV-Conference: The True Vision-Capture, Transmission and Display of 3D Video (3DTV-CON), 2010*(IEEE2010), pp. 1-4.
27. M. Takeda, W. Wang, and D. N. Naik, "Coherence holography: a thought on synthesis and analysis of optical coherence fields," in *Fringe 2009*(Springer, 2009), pp. 1-8.
28. J. Rosen, and G. Brooker, "Non-scanning motionless fluorescence three-dimensional holographic microscopy," *Nature Photonics* **2**, 190-195 (2008).
29. G. Brooker, N. Siegel, V. Wang, and J. Rosen, "Optimal resolution in Fresnel incoherent correlation holographic fluorescence microscopy," *Opt. Express* **19**, 5047-5062 (2011).
30. E. Frumker, and Y. Silberberg, "Phase and amplitude pulse shaping with two-dimensional phase-only spatial light modulators," *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 2940-2947 (2007).



31. L. Marchese, P. Bourqui, S. Turgeon, M. Doucet, C. Vachon, B. Harnisch, M. Suess, F. Châteauneuf, and A. Bergeron, "A SAR multilook optronic processor for operational Earth monitoring applications," in *Remote Sensing*(SPIE2010), pp. 782904-782904-782909.
32. C. Becker, S. Stellmer, P. Soltan-Panahi, S. Dörscher, M. Baumert, E.-M. Richter, J. Kronjäger, K. Bongs, and K. Sengstock, "Oscillations and interactions of dark and dark–bright solitons in Bose–Einstein condensates," *Nature Physics* **4**, 496-501 (2008).
33. S. Czapski, *Theorie der optischen Instrumente: nach Abbe* (Trewendt, 1893).
34. A. Rasmussen, and V. Deckert, "New dimension in nano-imaging: breaking through the diffraction limit with scanning near-field optical microscopy," *Analytical and bioanalytical chemistry* **381**, 165-172 (2005).
35. T. A. Klar, E. Engel, and S. W. Hell, "Breaking Abbe's diffraction resolution limit in fluorescence microscopy with stimulated emission depletion beams of various shapes," *Physical Review E* **64**, 066613 (2001).
36. E. Aukorius, "Multidimensional fluorescence imaging and super-resolution exploiting ultrafast laser and supercontinuum technology," (Imperial College London. Thèse de Doctorat, 2009).
37. L. M. Hirvonen, K. Wicker, O. Mandula, and R. Heintzmann, "Structured illumination microscopy of a living cell," *European Biophysics Journal* **38**, 807-812 (2009).
38. B.-J. Chang, L.-J. Chou, Y.-C. Chang, and S.-Y. Chiang, "Isotropic image in structured illumination microscopy patterned with a spatial light modulator," *Opt. Express* **17**, 14710-14721 (2009).
39. R. Heintzmann, "Saturated patterned excitation microscopy with two-dimensional excitation patterns," *Micron* **34**, 283-291 (2003).
40. E. H. Rego, and L. Shao, "Practical Structured Illumination Microscopy," in *Advanced Fluorescence Microscopy*(Springer, 2015), pp. 175-192.
41. E. Mudry, E. Le Moal, P. Ferrand, P. C. Chaumet, and A. Sentenac, "Isotropic diffraction-limited focusing using a single objective lens," *Physical review letters* **105**, 203903 (2010).

42. A. Jesacher, A. Schwaighofer, S. Fürhapter, C. Maurer, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte, "Wavefront correction of spatial light modulators using an optical vortex image," *Opt. Express* **15**, 5801-5808 (2007).
43. M. J. Booth, D. Débarre, and A. Jesacher, "Adaptive Optics for Biomedical Microscopy," *Optics and Photonics News* **23**, 22-29 (2012).
44. E. N. Leith, and J. Upatnieks, "Wavefront Reconstruction with Diffused Illumination and Three-Dimensional Objects," *J. Opt. Soc. Am.* **54**, 1295-1301 (1964).
45. J. C. Viénot, P. Smigleliski, and H. Royer, *Holographie optique: développements, applications* (Dunod, 1971).
46. D. Gabor, "A new microscopic principle," *Nature* **161**, 777-778 (1948).
47. O. Coquoz, C. Depeursinge, R. Conde, and F. Taleblou, "Numerical reconstruction of images from endoscopic holograms," in *Engineering in Medicine and Biology Society, 1992 14th Annual International Conference of the IEEE*(IEEE1992), pp. 338-339.
48. A. W. Lohmann, and D. P. Paris, "Binary Fraunhofer holograms, generated by computer," *Appl. Opt.* **6**, 1739-1748 (1967).
49. N. Gallagher, and D. Sweeney, "Infared holographic optical elements with applications to laser material processing," *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **15**, 1369-1381 (1979).
50. R. Kishigami, H. Takahashi, and E. Shimizu, "Real-time color three-dimensional display system using holographic optical elements," in *Photonics West 2001-Electronic Imaging*(SPIE2001), pp. 102-107.
51. T. M. Kreis, "Applications of Digital Holography: From Microscopy to 3D-Television," *Journal of the European Optical Society - Rapid Publication* **7**, 12006 (2012).
52. M. Kujawińska, and T. Kozacki, "Holographic Television: Status and Future," in *Optical Imaging and Metrology*(Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2012), pp. 57-94.

53. J. Dittmann, L. C. Ferri, and C. Vielhauer, "Hologram watermarks for document authentications," in *itcc*(IEEE2001), p. 0060.
54. J.-C. Pascal, "Les techniques d'imagerie acoustique et l'holographie acoustique," Journée imagerie acoustique appliquée, CRITT-M2A 5 (2002).
55. P. Kuhl, and O. K. Ersoy, "Design of diffractive optical elements: Optimality, Scale and near-field diffraction considerations," (ECE Technical Reports. Paper 151., 2003).
56. L. Bigué, "Reconnaissance des formes en temps réel par voie optique : étude comparative d'implantations optiques de filtres de corrélation. Application au corrélateur optique à transformée de Fourier conjointe.," (Université de Haute Alsace - Mulhouse. Thèse de Doctorat, 1996).
57. P. Ambs, "Calcul optoélectronique et hologrammes calculés," Techniques de l'ingénieur Innovations en électronique et optoélectronique **base documentaire : TIB257DUO** (2013).
58. M. Woerdemann, C. Alpmann, and C. Denz, "Three-Dimensional Particle Control by Holographic Optical Tweezers," *Optical Imaging and Metrology: Advanced Technologies*, 179-206 (2012).
59. F. Wyrowski, "Design theory of diffractive elements in the paraxial domain," *JOSA A* **10**, 1553-1561 (1993).
60. J. W. Goodman, *Introduction to Fourier optics* (McGraw-Hill, 1968).
61. B. Kress, and P. Meyrueis, *Applied digital optics: from micro-optics to nanophotonics* (John Wiley & Sons Ltd, 2009).
62. V. Rakhovsky, "Method of microlithography with the use of divergent/convergent beams for holographic restoration of an image," (Google Patents, 2014).
63. F. S. Clube, S. Gray, D. Struchen, J.-C. Tisserand, S. Malfoy, and Y. Darbellay, "Holographic microlithography," *Opt. Eng.* **34**, 2724-2730 (1995).
64. M. V. Kessels, M. El Bouz, R. Pagan, and K. Heggarty, "Versatile stepper based maskless microlithography using a liquid crystal display for direct write of binary and

multilevel microstructures," *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS and MOEMS* **6**, 033002-033012 (2007).

65. T. Ito, and K. Okano, "Color electroholography by three colored reference lights simultaneously incident upon one hologram panel," *Opt. Express* **12**, 4320-4325 (2004).

66. Y. Sando, M. Itoh, and T. Yatagai, "Holographic three-dimensional display synthesized from three-dimensional Fourier spectra of real existing objects," *Opt. Lett.* **28**, 2518-2520 (2003).

67. F. Wyrowski, "Iterative quantization of digital amplitude holograms," *Appl. Opt.* **28**, 3864-3870 (1989).

68. M. A. Seldowitz, J. P. Allebach, and D. W. Sweeney, "Synthesis of digital holograms by direct binary search," *Appl. Opt.* **26**, 2788-2798 (1987).

69. J. W. Hardy, *Adaptive optics for astronomical telescopes* (Oxford University Press, 1998).

70. R. Tyson, *Principles of adaptive optics* (CRC press, 2010).

71. K. Yao, J. Wang, X. Liu, and W. Liu, "Closed-loop adaptive optics system with a single liquid crystal spatial light modulator," *Opt. Express* **22**, 17216-17226 (2014).

72. M. K. Kim, "Adaptive optics by incoherent digital holography," *Opt. Lett.* **37**, 2694-2696 (2012).

73. Q. Mu, Z. Cao, L. Hu, D. Li, and L. Xuan, "An adaptive optics imaging system based on a high-resolution liquid crystal on silicon device," *Opt. Express* **14**, 8013-8018 (2006).

74. C. Bourgenot, C. D. Saunter, J. M. Taylor, J. M. Girkin, and G. D. Love, "3D adaptive optics in a light sheet microscope," *Opt. Express* **20**, 13252-13261 (2012).

75. M. J. Booth, "Adaptive optics in microscopy," *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **365**, 2829-2843 (2007).

76. K. Wilson, M. Troy, M. Srinivasan, B. Platt, V. Vilnrotter, M. Wright, V. Garkanian, and H. Hemmati, "Daytime adaptive optics for deep space optical communications. Technical Report," (2003).
77. T. Weyrauch, M. A. Vorontsov, J. Gowens, and T. G. Bifano, "Fiber coupling with adaptive optics for free-space optical communication," in *International Symposium on Optical Science and Technology*(SPIE2002), pp. 177-184.
78. M. Glanc, "Applications ophtalmologiques de l'optique adaptative," (Paris 11, Orsay. Thèse de Doctorat, 2002).
79. N. G. Iroshnikov, and A. V. Larichev, "Adaptive optics in ophthalmology," in *International Conference on Lasers, Applications, and Technologies 2005: Laser Technologies for Environmental Monitoring and Ecological Applications, and Laser Technologies for Medicine*(SPIE2006), pp. 62840B-62840B-62810.
80. M. Yzuel, J. Campos, A. Marquez, J. Escalera, J. Davis, I. Claudio, and L. Sivia, "Inherent apodization of lenses encoded on liquid-crystal spatial light modulators," *Appl. Opt.* **39**, 6034-6039 (2000).
81. J. A. Davis, D. M. Cottrell, R. A. Lilly, and S. W. Connely, "Multiplexed phase-encoded lenses written on spatial light modulators," *Opt. Lett.* **14**, 420 - 422 (1989).
82. J. Oton Pérez, and P. Ambs, "Characterization and applications of a pure phase reflective liquid crystal spatial light modulator," in *Seventh International Conference on Correlation Optics*, O. V. Angelsky, ed. (SPIE, Chernivtsi, Ukraine, 2005), p. 10.1117/1112.679921.
83. J. Otón Pérez, "Programmable Phase Fresnel Lenses and Other Diffractive Elements by Pixelated Liquid Crystal Displays, Universitat Politècnica de Catalunya, 2008, PhD.
84. V. Laude, "Twisted-nematic liquid-crystal pixelated active lens," *Opt. Commun.* **153**, 134-152 (1998).
85. D. V. Wick, and T. Martinez, "Adaptive optical zoom," *Opt. Eng.* **43**, 8-9 (2004).
86. P. Hariharan, *Basics of interferometry* (Academic Press, 2010).

87. B. H. Bunch, and A. Hellemans, *The History of Science and Technology: A Browser's Guide to the Great Discoveries, Inventions, and the People who Made Them, from the Dawn of Time to Today* (Houghton Mifflin, 2004).
88. J.-Y. Lee, and G.-A. Jiang, "Displacement measurement using a wavelength-phase-shifting grating interferometer," *Opt. Express* **21**, 25553-25564 (2013).
89. S. Lichtenberg, C. Heinisch, V. Petrov, J. Petter, and T. Tschudi, "Refractive-index measurement of gases with a phase-shift keyed interferometer," *Appl. Opt.* **44**, 4659-4665 (2005).
90. K. Creath, Y.-Y. Cheng, and J. C. Wyant, "Contouring aspheric surfaces using two-wavelength phase-shifting interferometry," *J. of Modern Optics* **32**, 1455-1464 (1985).
91. K. Creath, "Phase-measurement interferometry techniques," *Progress in optics* **26**, 349-393 (1988).
92. X. Yu, Y. Yao, W. Shi, Y. Sun, and D. Chen, "Study on an automatic processing technique of the circle interference fringe for fine interferometry," *Optik-International Journal for Light and Electron Optics* **121**, 826-830 (2010).
93. K. Creath, "Phase-shifting holographic interferometry," in *Holographic Interferometry*(Springer, 1994), pp. 109-150.
94. J. C. Wyant, "Interferometric optical metrology basic principles and new systems," *Laser Focus with Fiberoptic Technology* **18**, 65-71 (1982).
95. J. Wyant, and R. Shagam, "Use of electronic phase measurement techniques in optical testing," in *Proc. ICO-11, Madrid*(1978), pp. 659-662.
96. W. H. Stevenson, "Optical frequency shifting by means of a rotating diffraction grating," *Appl. Opt.* **9**, 649-652 (1970).
97. J. C. Wyant, "Use of an ac heterodyne lateral shear interferometer with real-time wavefront correction systems," *Appl. Opt.* **14**, 2622-2626 (1975).

98. R. N. Shagam, and J. C. Wyant, "Optical frequency shifter for heterodyne interferometers using multiple rotating polarization retarders," Appl. Opt. **17**, 3034-3035 (1978).
99. M. P. Kothiyal, and C. Delisle, "Optical frequency shifter for heterodyne interferometry using counterrotating wave plates," Opt. Lett. **9**, 319-321 (1984).
100. J. C. Wyant, C. L. Koliopoulos, B. Bhushan, and O. E. George, "An optical profilometer for surface characterization of magnetic media," ASLE transactions **27**, 101-113 (1984).
101. P. Hariharan, B. Oreb, and T. Eiju, "Digital phase-shifting interferometry: a simple error-compensating phase calculation algorithm," Appl. Opt. **26**, 2504-2506 (1987).
102. H. Duadi, J. Garcia, J. A. Rodrigo, O. Margalit, T. Alieva, V. Mico, and Z. Zalevsky, *Digital holography and phase retrieval* (INTECH Open Access Publisher, 2011).
103. J. Vargas, J. A. Quiroga, and T. Belenguer, "Phase-shifting interferometry based on principal component analysis," Opt. Lett. **36**, 1326-1328 (2011).
104. D. Labrousse-Castaing, "Modélisation markovienne pour le déroulement de phases interférométriques SAR," (Thèse de doctorat, 1996).
105. D. C. Ghiglia, and M. D. Pritt, *Two-dimensional phase unwrapping: theory, algorithms, and software* (Wiley New York:, 1998).
106. M. Desvignes, S. Langlois, J.-M. Constans, and M. Revenu, "Déroulement de phase: application à la correction de distorsions géométriques en IRM," Traitement du Signal **17**, 313-324 (2000).
107. H. Liu, J. Bailleul, B. Simon, M. Debailleul, B. Colicchio, and O. Haeberlé, "Tomographic diffractive microscopy and multiview profilometry with flexible aberration correction," Appl. Opt. **53**, 748-755 (2014).
108. P. Pankajakshan, Z. Kam, A. Dieterlen, and J.-C. Olivo-Marin, "Characterizing the 3-D field distortions in low numerical aperture fluorescence zooming microscope," Opt. Express **20**, 9876-9889 (2012).





# CHAPITRE III

## METHODES ITERATIVES DE RECUPERATION DE PHASE

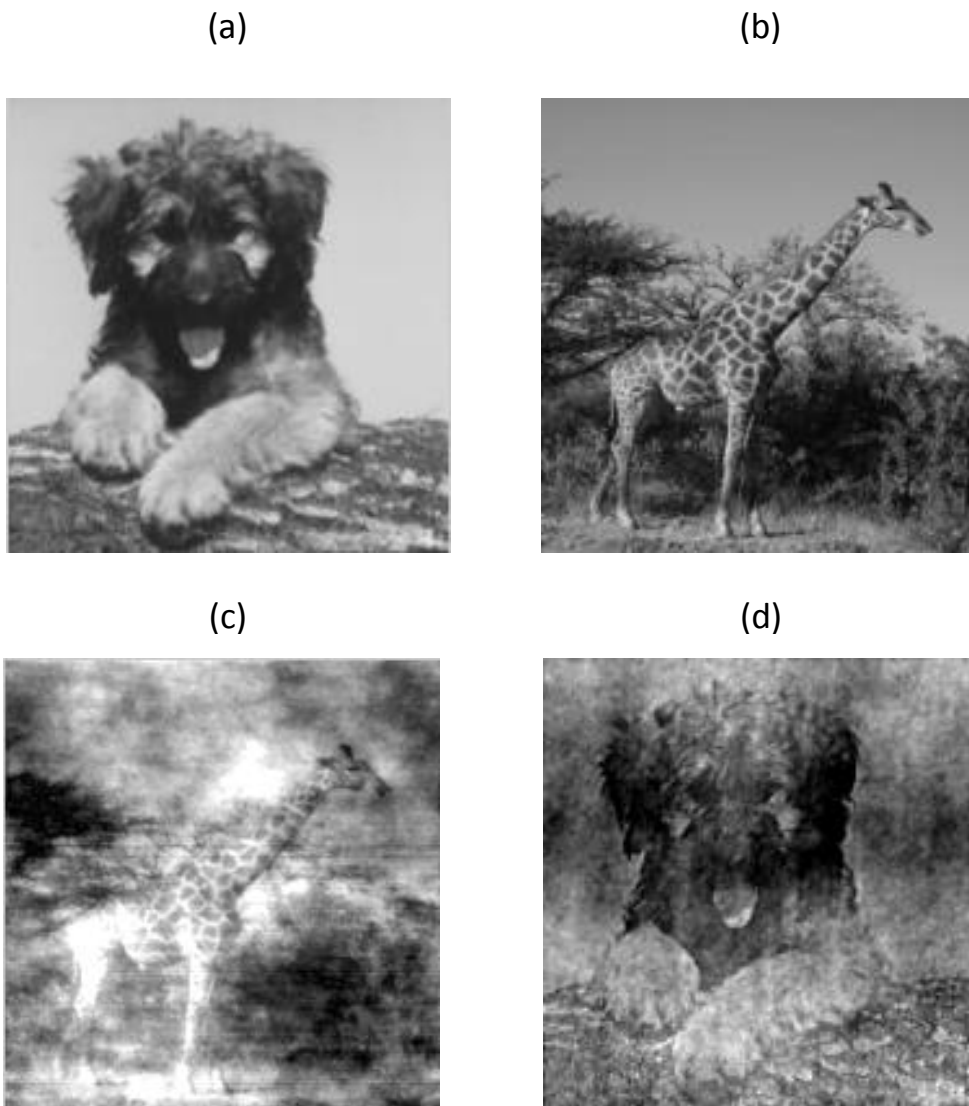
### 3.1. INTRODUCTION

Le problème de la récupération de la phase, partiellement abordé dans la dernière partie du chapitre précédent, est un problème commun à plusieurs domaines scientifiques, comme l'astronomie, l'optique adaptative, la cristallographie et aussi l'imagerie cohérente diffractive. En pratique, un faisceau diffracté à travers un objet quelconque se caractérise par deux paramètres : une amplitude et une phase. Chacun de ces deux paramètres porte une partie de l'information décrivant les propriétés internes de l'objet. La valeur de l'amplitude peut être trouvée facilement à l'aide d'un simple détecteur de photons comme une caméra, en calculant la racine carrée de l'intensité du champ enregistré. La phase quant à elle, contient la plus grande partie de l'information concernant l'épaisseur et/ou le changement de l'indice de réfraction de cet objet, et ne peut pas être mesurée directement (Voir figure 3.1). Pour cela, elle doit être déduite de la mesure d'intensité, ce qui rend sa récupération une tâche plus compliquée. Les solutions à ce problème se divisent en trois grandes catégories. La première catégorie regroupe les senseurs du front d'onde comme l'analyseur à pyramide [1] et le détecteur Shack-Hartmann (**SHWFS**) [2], largement utilisé en optique adaptative pour sa simplicité de mise en œuvre comme le montre la figure 3.2. Le SHWFS est composé d'une matrice de microlentilles, au plan focal desquelles on place un capteur sensible à la lumière (généralement CCD) permettant de détecter le spot formé dans le plan de Fourier. L'étude de la position de ce spot, nous renseigne sur les aberrations du front d'onde incident : le spot d'un front parfaitement plan doit se trouver au centre du capteur. Ce type d'analyseur de front d'onde fonctionne très bien pour des variations lisses de phase [3], mais moins bien lorsque la phase varie brusquement. La société Phasics [4] développe actuellement des analyseurs de front d'onde haute résolution, allant de l'ultra-violet à l'infra-rouge. Ces analyseurs représentent une évolution du Shack-Hartmann, et basés sur "l'interférométrie à décalage multilatéral".

La deuxième catégorie regroupe les méthodes holographiques ou interférométriques [5-7] présentés dans le chapitre 2. Malgré leurs importants avantages ainsi que leurs présences dans plusieurs domaines, ces méthodes restent très sensibles aux bruits et à l'instabilité du système ainsi qu'aux imperfections des composants optiques.

### 3.1- Introduction

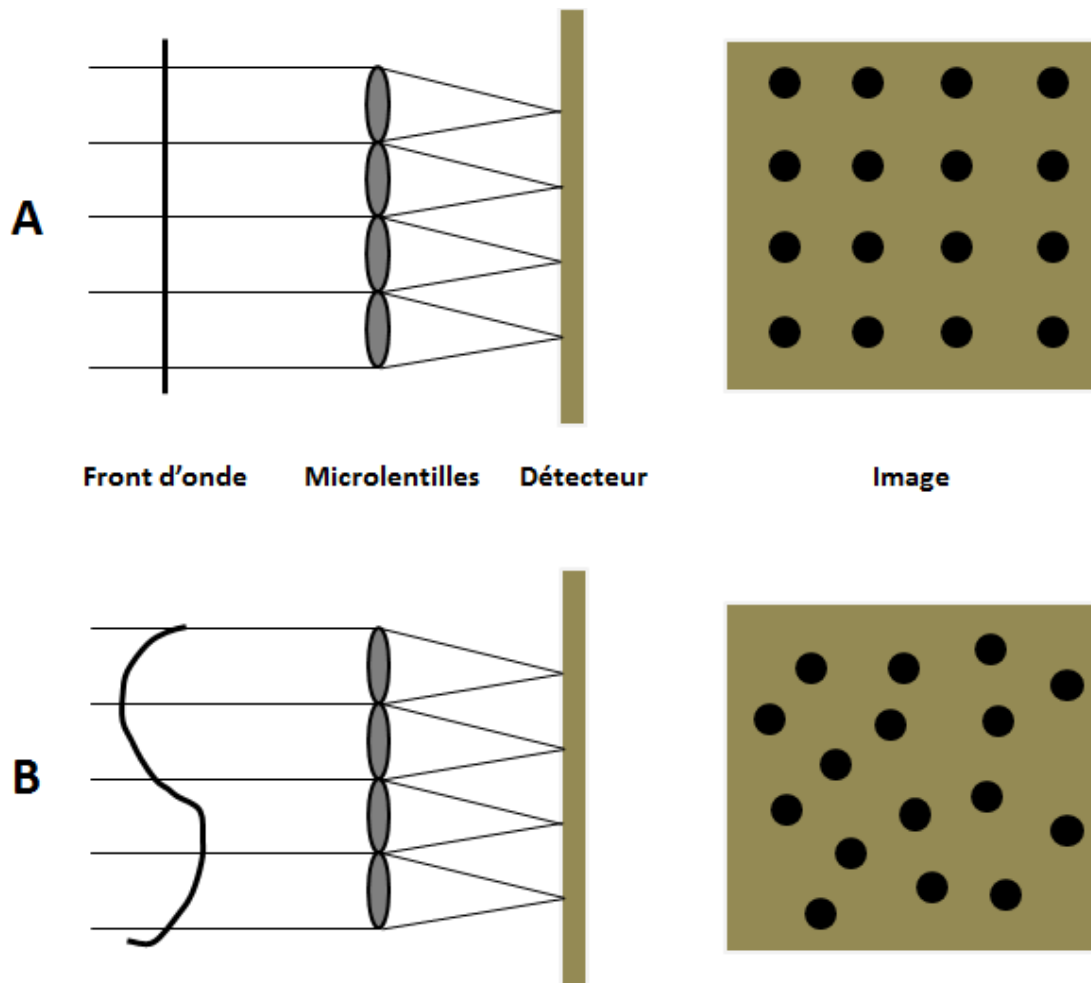
Dans la troisième catégorie on trouve les méthodes itératives basées sur la propagation du faisceau désignées scientifiquement par "*phase retrieval methods*" [8-11]. Ces méthodes sont considérées comme un problème inverse utilisant un algorithme itératif, et alternant entre le domaine réel et le domaine fréquentiel. Elles sont basées sur des acquisitions de la figure de diffraction d'un objet dans le champ proche (Diffraction de Fresnel), ou dans le champ lointain (Diffraction de Fraunhofer ou Fourier). Ces figures de diffractions contiennent des informations sur la phase de l'objet, et lorsqu'elles sont sur-échantillonnées par un facteur supérieur à 2, cette information de phase peut être récupérée en utilisant un algorithme itératif [12].



**Fig. 3.1** Importance de la phase du signal: (a) and (b) sont les images originales d'un chien et d'une girafe; On échange ensuite leurs phases respectives dans le domaine de Fourier, tout en gardant la même amplitude. Le résultat obtenu montre une girafe à la place du chien (c) et un chien à la place de la girafe (d). Cela montre que la phase contient la plus grande partie de l'information d'un signal

De plus, le développement rapide des techniques informatiques a rendu cette approche de plus en plus intéressante et plus simple à appliquer, surtout qu'elle est moins sensible aux bruits et à l'instabilité du système, plus robuste, avec un schéma expérimental peu compliqué, et permet de récupérer un front d'onde complexe sans le besoin d'un interféromètre et d'un faisceau de référence. Pour ces raisons, ces méthodes itératives inverses ont été appliquées avec succès dans plusieurs domaines comme la microscopie électronique [13], l'imagerie avec les rayons X [14], l'astronomie [2] comme le télescope James Webb [15], et les éléments optiques diffractifs (**EOD**) [16]. Elles sont également utilisées dans l'imagerie cohérente diffractive (**CDI**), où un faisceau cohérent d'électrons est diffracté par le spécimen. La figure de diffraction obtenue correspond sous certaines conditions à la transformée de Fourier du spécimen, et est utilisée pour remonter à sa phase et à son amplitude [14, 17, 18]. En d'autres termes, on remplace les objectifs d'un microscope classique par un logiciel informatique, ce qui résulte en une image finale sans aberrations.

Ce chapitre commence par l'introduction des méthodes "*phase retrieval*" les plus répandues, en discutant des avantages et des inconvénients de chacune d'entre elles. Ensuite nous présentons une méthode proposée en 2007 par Zhang et inspirée des détecteurs du front d'onde [19] connue sous "*Spread Spectrum Phase Retrieval*" **SSPR**. Nous montrerons comment on peut rendre l'application de cette méthode plus simple en utilisant un modulateur spatial de lumière à base de cristaux liquides et en travaillant dans le plan de Fourier à la place du plan de Fresnel. Après avoir appliqué SSPR, nous constatons que les résultats obtenus expérimentalement sont très différents des résultats de simulation. Pour cette raison nous effectuons une étude détaillée des sources d'erreurs pouvant être responsables de la dégradation de la qualité des reconstructions, ainsi que la contribution de chacune de ces sources dans le résultat final. Ensuite, nous présentons l'impact de la diaphonie du modulateur connu également comme "*Fringing-Field effect*", sur cette méthode, et nous proposons une approche validée expérimentalement permettant de compenser son effet.



**Fig. 3.2** Principe du fonctionnement d'un Shack-Hartmann : Le front d'onde est projeté dans une matrice de microlentilles identiques, qui focalisent le faisceau dans leur plan focal où on place un détecteur d'intensité (généralement une CCD). Si le front d'onde est plan (A), les spots du plan focal seront localisés dans une grille définie par les propriétés des microlentilles. Dès que le front d'onde est déformé, les spots se déplacent de leurs positions nominales. Leurs déplacements suivant les deux directions est proportionnel aux aberrations,

## 3.2. LES METHODES ITERATIVES "*PHASE RETRIEVAL*"

### 3.2.1. L'ALGORITHME DE GERSHBERG-SAXTON

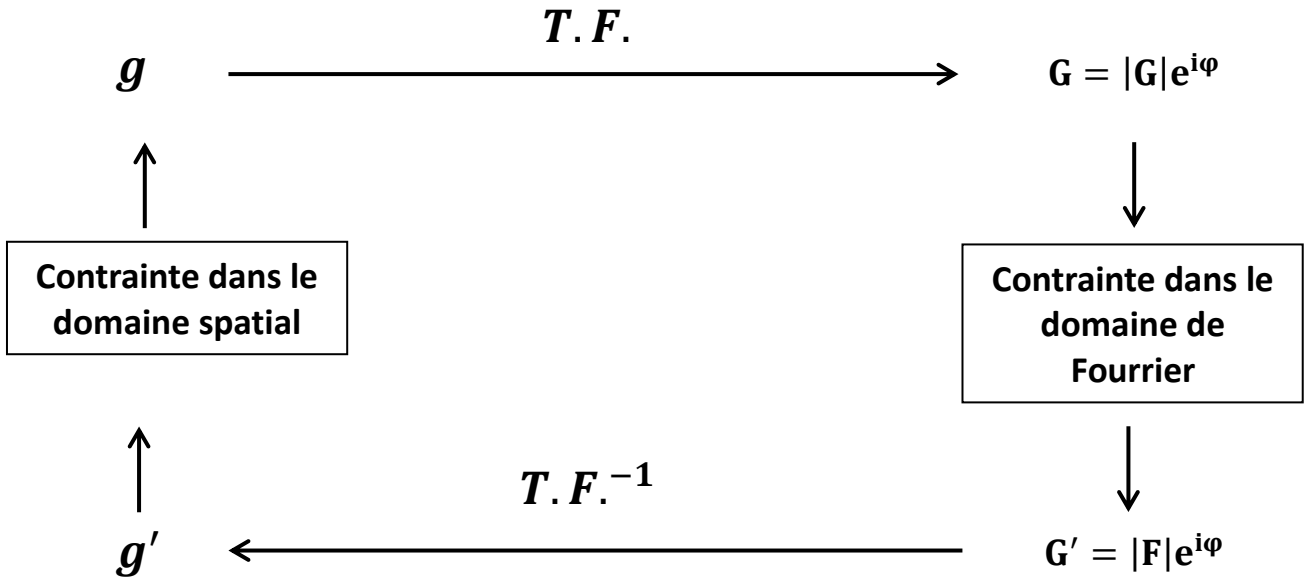
Les méthodes "*Phase retrieval*" permettent de retrouver la fonction d'un objet  $g(x, y)$ , en connaissant l'amplitude de sa transformée de Fourier  $|G(u, v)|$ .

$$G(u, v) = |G(u, v)| \exp[i \Psi(x, y)] = T.F. [g(x, y)] \quad (1.1)$$

Où,  $T.F.$  représente la transformé de Fourier. La technique la plus utilisée est connue sous "*steepest-descent*"[20], qui est une technique itérative procédant par des améliorations successives du front d'onde reconstruit. Cette technique regroupe plusieurs approches différentes comme "*Direct Binary Search*" (**DBS**) [21], et "*Iterative Fourier Transform Algorithms*" (**IFTA**), où on trouve la méthode très populaire de Gershberg et Saxton [8].

L'algorithme de Gershberg-Saxton, désigné parfois par "*Error Reduction Algorithm*" [22], est un algorithme itératif proposé en 1972, permettant de reconstruire la phase d'un faisceau, à partir de deux distributions d'amplitudes connues : celles du champ d'entrée et celle du champ de sortie (la transformée de Fourier). Il débute par une estimation aléatoire du front d'onde puis effectue, pour chaque itération, les quatre étapes suivantes :

- 1- Passer au domaine fréquentiel en effectuant une transformée de Fourier **T.F.** de l'estimation courante champ.
- 2- Remplacer l'amplitude de la T.F. calculée, par l'amplitude de la T.F. de l'objet mesurée expérimentalement. Ce qui nous donne une nouvelle estimation de la T.F.
- 3- Retourner dans le domaine spatial en effectuant une transformé de Fourier inverse.
- 4- Remplacer l'amplitude du champ obtenu soit par l'amplitude de l'objet mesuré (dans le cas des hologrammes), soit par une autre amplitude fonction des contraintes posées. Cela permet d'obtenir une nouvelle estimation du signal.



**Fig. 3.3** Les quatre étapes de l'algorithme de **GS**. 1- On calcule une transformée de Fourier de l'estimation actuelle de la fonction de l'objet,  $g$ . 2- Ensuite, on applique la contrainte du domaine fréquentielle qui consiste à remplacer l'amplitude de la T.F. calculée  $|G|$ , par celle mesurée  $|F|$ . 3- pour revenir au plan de l'objet on effectue une transformée de Fourier inverse du champ trouvé. La dernière étape (4) consiste à appliquer les contraintes du domaine spatial, ce qui nous donne une nouvelle estimation de la fonction de l'objet

Le principe de ces quatre étapes découle du fait que l'amplitude et la phase d'un champ complexe sont "mélangées" lorsqu'on effectue une transformée de Fourier de ce champ. L'amplitude influence la phase et vice-versa. En répétant les transformées de Fourier, l'information de l'amplitude peut être complètement transférée à une information de phase.

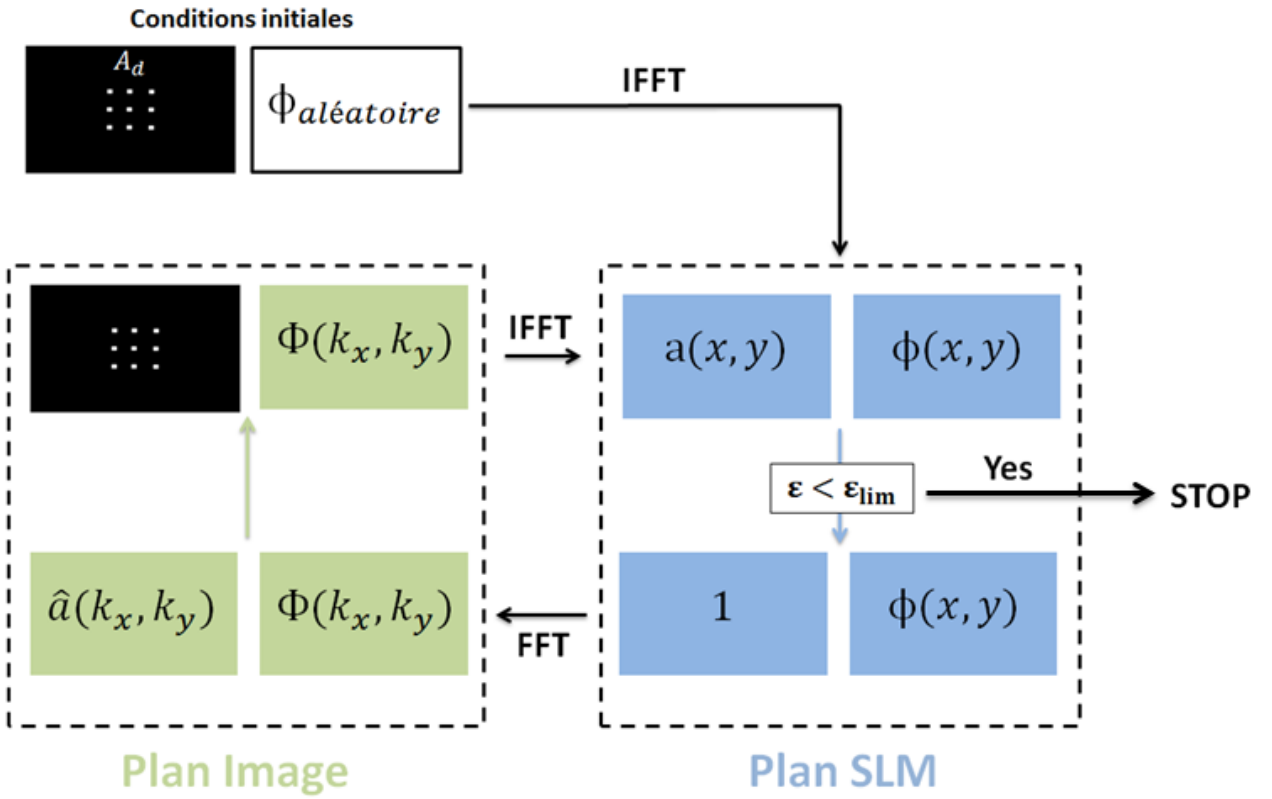
Il est important de noter que pour la méthode de GS l'application des contraintes dans les deux domaines, s'effectue via les projections [11], ce qui devrait garantir la convergence de l'algorithme. Par convergence, on désigne que la nouvelle estimation est au moins aussi bonne que la précédente, et non pas que l'algorithme ait trouvé la fonction de l'objet recherchée.

Pour être cohérent avec ce qui va suivre, le passage de  $g'(x)$  à  $g(x)$  dans l'algorithme de GS s'effectue suivant l'équation 1.2 :

$$g_{k+1}(x) = \begin{cases} g'_k(x), & x \notin \theta \\ 0, & x \in \theta \end{cases} \quad (1.2)$$

Où  $\theta$  inclut tous les points pour lesquels  $g'(x)$  ne correspond pas aux contraintes, par exemple si  $g'(x)$  est négative, ou si elle dépasse le diamètre connu de l'objet.

La méthode de Gershberg-Saxton a trouvé plusieurs domaines d'applications. Elle est très utilisée pour la génération d'hologrammes de phase pure permettant de créer une distribution d'intensité souhaitée dans le plan de l'image. Ces hologrammes peuvent être affichés sur des lames de phase ou des modulateurs spatiaux de lumière. Ce principe, déjà abordé dans le chapitre 2, est illustré dans la figure 3.4. On note que l'algorithme cherche à minimiser une fonction objectif  $\varepsilon$  tel que  $\varepsilon = \sum [A(\vec{k}) - \hat{A}(\vec{k})]^2$  [23]. Donc, lorsque cette fonction devient inférieure à une limite prédéfinie, l'algorithme s'arrête.



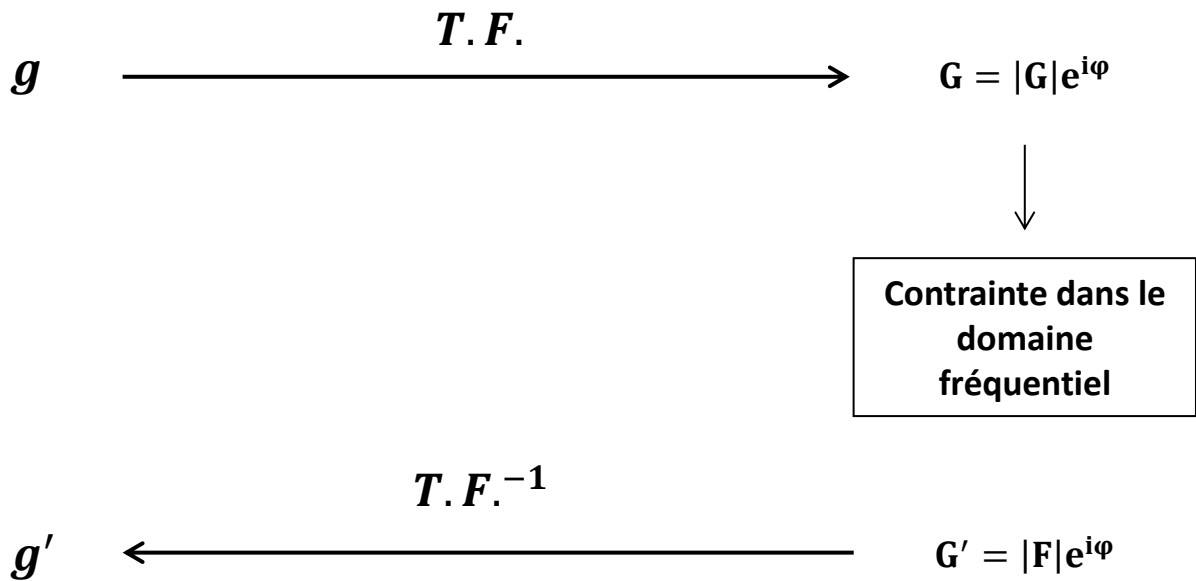
**Fig. 3.4** L'algorithme de Gershberg-Saxton appliqué pour les hologrammes de phase pure. La condition initiale dans le plan image est un champ complexe ayant comme amplitude, l'amplitude désirée  $A_d$ , et une phase aléatoire. Pour notre exemple, on considère que l'amplitude désirée est une matrice de 9 spots lumineux. On effectue une transformée de Fourier inverse qui nous ramène au plan du modulateur, où l'information de l'amplitude initiale sera partagée entre l'amplitude  $a(x,y)$  et la phase  $\phi(x,y)$  du champ trouvé. L'amplitude calculée est ensuite remplacée par une fonction décrivant les conditions expérimentales (1 si le modulateur effectue une modulation de phase pure et s'il est illuminé d'une façon homogène). On effectue ensuite une transformée de Fourier pour le nouveau champ obtenu afin d'obtenir le front d'onde correspondant dans le plan Image. Et pour terminer l'itération,  $\hat{a}(k_x, k_y)$  est de nouveau remplacée par l'amplitude désirée. Après chaque itération  $\hat{a}(k_x, k_y)$  ressemble de plus en plus à l'amplitude désirée.



En pratique, l'algorithme de GS diminue l'erreur très rapidement pendant les premières itérations, et beaucoup plus lentement pour les itérations suivantes [24, 25]. De plus, il a été démontré que la convergence dépend des contraintes appliquées, et nécessite un grand nombre d'itération dans le cas d'une seule acquisition [22], ce qui rend cette méthode peu satisfaisante pour un large champ d'application.

### 3.2.2. L'ALGORITHME DE FIENUP

Afin de dépasser les limites de l'algorithme de GS, les méthodes "phase retrieval" ont besoin, en plus d'une solution unique, d'un algorithme peu sensible au bruit, et capable de converger vers la solution en un temps de calcul acceptable. Donc, en se basant sur différentes interprétations de la méthode GS, Fienup a proposé, à partir de 1978, une série d'algorithmes itératifs [9, 10, 22, 26-28]. Ces algorithmes conservent la même logique que celui du GS dans le domaine fréquentielle, avec des modifications dans le traitement du domaine spatial. Les trois premières étapes décrites dans la section précédente restent donc inchangées comme le montre la figure 3.5.



**Fig. 3.5** Les trois premières étapes communes à tous les algorithmes de Fienup. 1- On calcule une transformé de Fourier de l'estimation actuelle de la fonction de l'objet,  $g$ . 2- On applique la contrainte du domaine fréquentiel qui consiste à remplacer l'amplitude de la T.F. calculée  $|G|$ , par celle mesurée  $|F|$ . 3- pour revenir au plan de l'objet on effectue une transformée de Fourier inverse du champ trouvé. La dernière étape qui consiste à appliquer les contraintes du domaine spatial, dépend de l'algorithme choisi.

L'idée de Fienup était de regrouper les trois premières étapes dans un système non-linéaire ayant comme entrée  $g$  et comme sortie  $g'$ , puis de compléter l'itération avec une quatrième étape qui dépend de l'interprétation du problème et de la nature des contraintes imposées dans le plan de l'objet. A l'inverse de la méthode GS, l'entrée  $g(x)$  n'est plus considérée comme une estimation de la fonction de l'objet, mais plutôt comme une "commande" permettant d'obtenir la sortie  $g'(x)$ . Par conséquent,  $g(x)$  n'a plus besoin de satisfaire les contraintes du domaine de l'objet.

En se basant sur cette nouvelle interprétation, et en supposant que l'objet est non-négatif, Fienup propose trois algorithmes permettant la reconstruction de la phase à partir d'une mesure d'intensité unique. La première méthode est connue sous le nom **input-output** [28], et est basée sur le fait qu'un petit changement dans l'entrée  $g(x)$ , résulte en un changement constant de la sortie  $g'(x)$ , égal à  $\alpha$  fois le changement de l'entrée. Donc, un changement  $\Delta x$  de l'entrée, entraîne un changement  $\beta \Delta x$  de la sortie, où  $\beta$  est une constante idéalement égale à  $\alpha^{-1}$ . Pour le problème avec une mesure d'intensité unique, le changement désiré dans la sortie est :

$$\Delta g_k(x) = \begin{cases} 0, & x \notin \theta \\ -g'_k(x), & x \in \theta \end{cases} \quad (1.3)$$

Autrement dit, pour les points, où les contraintes sont satisfaites, on n'a pas besoin de modifier la sortie. Par contre, pour les points où les contraintes ne sont pas respectées, les modifications souhaitées de la sortie, nécessaires pour satisfaire les contraintes du support et de la non-négativité, l'entraîne vers un zéro. Donc, les modifications pour ces points correspondent à l'inverse de la sortie. D'où le choix suivant pour la prochaine entrée :

$$g_{k+1}(x) = \begin{cases} g_k(x), & x \notin \theta \\ g_k(x) - \beta g'_k(x), & x \in \theta \end{cases} \quad (1.4)$$

La deuxième méthode, **output-output** [22], découle du fait que le système de la figure 3.5 est non-linéaire. Si la sortie  $g'(x)$  est utilisée comme une entrée, alors la sortie qui en résulte, sera  $g'(x)$  elle-même, car elle satisfait déjà les contraintes fréquentielles. Donc, indépendamment de l'entrée, on peut considérer que la sortie résulte d'elle-même si elle a été utilisée comme entrée. De ce point de vue, la quatrième étape de l'algorithme est la suivante :

$$g_{k+1}(x) = \begin{cases} g'_k(x), & x \notin \theta \\ g'_k(x) - \beta g'_k(x), & x \in \theta \end{cases} \quad (1.5)$$

On note que si  $\beta=1$ , cet algorithme devient l'algorithme de GS.

La dernière méthode proposée par Fienup, considérée comme une combinaison entre les deux méthodes précédentes, est souvent désignée par *hybrid input-output* **HIO** [9], et obéit à l'équation suivante :

$$g_{k+1}(x) = \begin{cases} g'_k(x), & x \notin \theta \\ g_k(x) - \beta g'_k(x), & x \in \theta \end{cases} \quad (1.6)$$

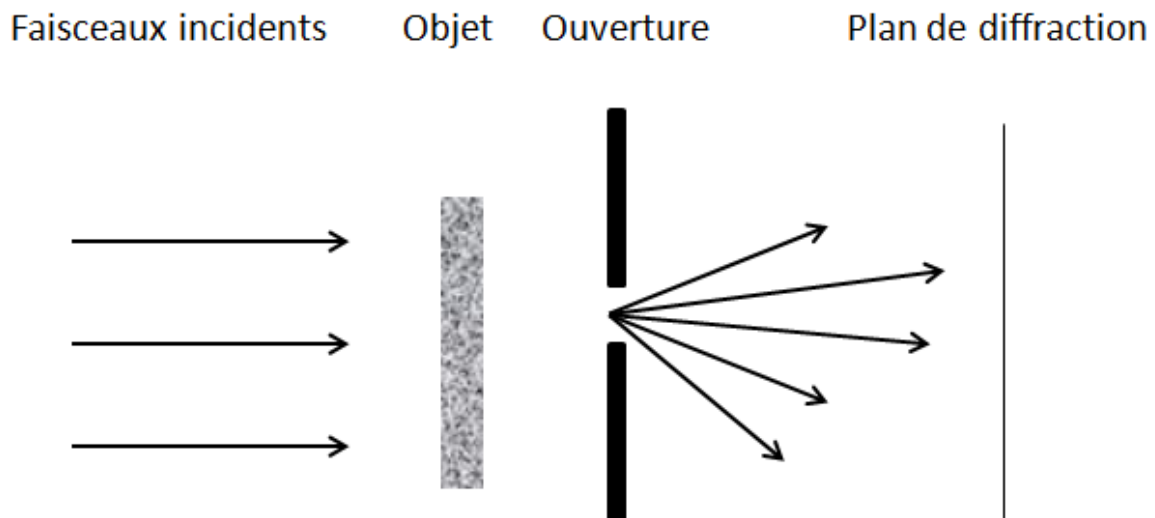
Un grand nombre d'expérience indique que cet algorithme est très efficace pour reconstruire la phase des objets réels non-négatifs. Ajoutons à cela sa simplicité et sa rapidité de convergence, ce qui fait du HIO l'algorithme le plus utilisé actuellement. Cependant, la stagnation reste toujours possible dans certaines situations [29, 30], surtout dans le cas des objets complexes (qui introduisent des modifications à la phase et l'amplitude du faisceau traversant), où le fait de perdre la contrainte de non-négativité en présence d'un support pas très bien connu, pose de sérieux problèmes de convergence [31]. On note que pour satisfaire le critère de Nyquist et garantir la réussite de la reconstruction du front d'onde, le support doit former moins que la moitié de la surface de l'objet (voir même plus petit). Dans ce cas la convergence reste possible sous certaines conditions, où l'on utilise un support solide [9], ou si on mesure une image de diffraction de faible résolution [27].

### 3.2.3. APPROCHES BASEES SUR DES MESURES MULTIPLES

Comme nous l'avons précisé, l'algorithme HIO est l'algorithme le plus efficace et le plus répandu. Néanmoins, lorsque les mesures d'intensités contiennent du bruit, le schéma itératif sera accompagné par des problèmes de convergence et de stagnation [32-34]. Cela est essentiellement dû à la perte de la non-négativité qui doit être compensée par l'introduction d'autres contraintes, et indique qu'il existe plusieurs solutions compatibles avec les mesures bruitées. Une solution qui permet de surmonter l'incertitude sur la

convergence et de diminuer l'effet du bruit, consiste à enregistrer les distributions d'intensités, dans deux plans parallèles, reliés soit par la transformée de Fresnel [35], soit par la transformée de Fourier [36]. Cette approche s'est ensuite étendue en plusieurs acquisitions d'intensités dans plusieurs plans [37], ce qui améliore encore plus la robustesse de l'algorithme itératif. Les méthodes permettant cela sont nombreuses, et ont été implémentées avec succès dans divers domaines, comme l'astronomie [15, 38, 39], et la microscopie [40-42].

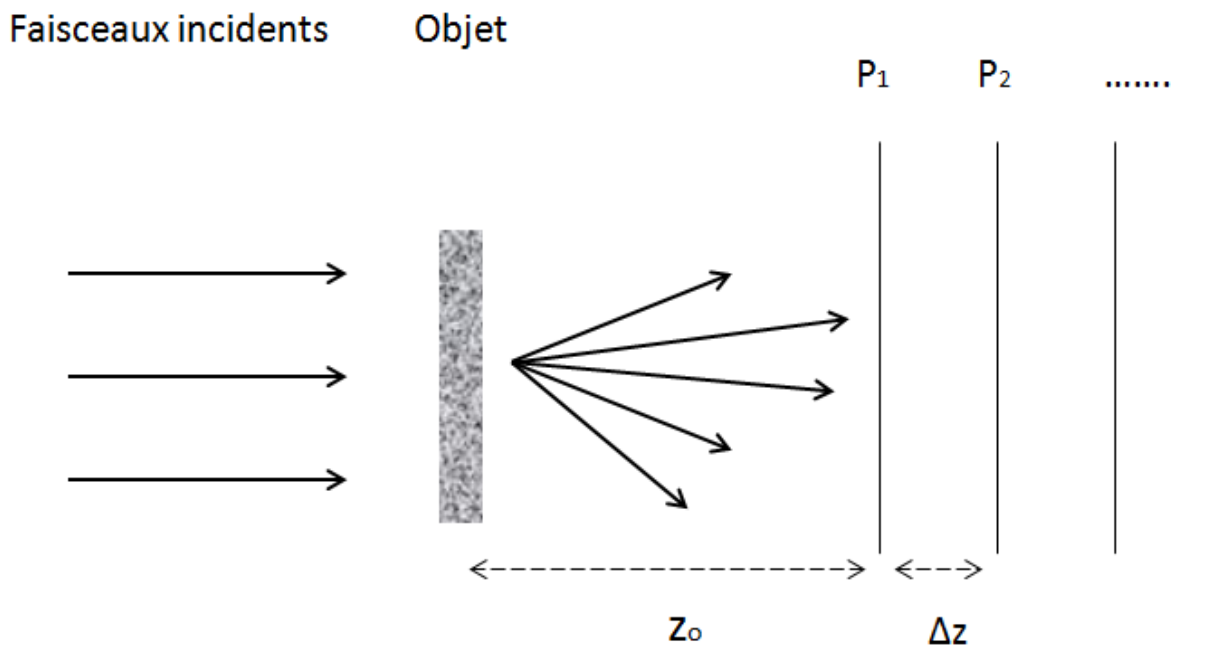
Faulkner et Rodenburg proposent une nouvelle technique [43, 44] basée sur cette approche, utilisant une ouverture mobile permettant d'enregistrer plusieurs spectres de diffraction correspondants aux différentes parties de l'objet comme le montre la figure 3.6. L'ouverture est positionnée en aval de l'objet. On collecte au moins deux figures de diffractions en déplaçant l'ouverture. Cela permet d'enregistrer les spectres provenant de toutes les zones de l'objet.



**Fig. 3.6** Schéma expérimental de la méthode proposée par Faulkner et Rodenburg. L'objet diffracte le faisceau incident, puis, en décalant une ouverture on contrôle la surface scannée avant d'enregistrer dans un plan de diffraction le spectre résultant.

Une fois les spectres enregistrés, et en supposant que la position et la forme de l'ouverture sont connues, on lance l'algorithme itératif qui est très similaire à l'algorithme de Gershberg et Saxton. Théoriquement cette méthode permet de scanner de grands objets et obtenir des images à haute résolution.

D'autres techniques [35-37, 45, 46] consistent à enregistrer les figures d'intensités dans deux ou plusieurs plans parallèles reliés soit par la transformé de Fourier, soit par la transformé de Fresnel. Pedrini et Osten [45], acquièrent  $N$  spectres suivant l'arrangement montré dans la figure 3.7. Le faisceau diffracté par l'objet est d'abord collecté en utilisant une caméra CCD placée dans un plan localisé à une distance  $z_0$  de l'objet. Ensuite, les spectres restant sont acquis en décalant le capteur d'une distance  $\Delta z$ .  $z_0$  et  $\Delta z$  ainsi que le nombre d'acquisitions  $N$ , dépendent de la taille de l'objet. Les différents plans utilisés sont reliés entre eux par la relation de Rayleigh-Sommerfeld [47].



**Fig. 3.7** Schéma expérimental de la méthode proposée par Pedrini et Osten. Le faisceau diffracté par l'objet est acquis au niveau de plusieurs plans, par une caméra CCD.

Un inconvénient de cette méthode, est qu'elle nécessite un long temps de mesure, surtout qu'il faut ajuster la position de la caméra avant chaque acquisition. Falldorf, Agour et Mazine [48, 49], [50] proposent d'effectuer toutes les acquisitions sans le moindre alignement mécanique. Pour cela, ils utilisent un modulateur spatial de lumière à base de cristaux liquides placés dans le plan de Fourier du système d'imagerie. Le SLM module le faisceau incident avec une certaine fonction de transfert qui modélise sa propagation. Ainsi, des mesures successives des spectres peuvent être effectuées dans le même plan, mais dans des états de propagation différents.

Mazine et Heggarty [50] proposent une technique dite "Multi-illumination technique", qui consiste à projeter sur l'objet à reconstruire plusieurs faisceaux modulés en phase à l'aide d'un SLM à base de cristaux liquide ferroélectriques, puis enregistrer pour chaque faisceau diffracté par l'objet le spectre correspondant. Toutes les acquisitions sont effectuées avec une CCD placée dans le plan de Fresnel à une distance connue de l'objet. Ces acquisitions sont ensuite utilisées dans un algorithme itératif afin de remonter au front d'onde initial.

L'avantage principal de cette méthode, est que tous les spectres sont collectés dans un seul plan, et nous n'avons donc pas besoin d'effectuer des ajustements mécaniques pendant l'étape d'acquisition. Cela se traduit par des acquisitions plus rapides avec un coût raisonnable. De plus, les simulations montrent que l'algorithme utilisé converge très rapidement (quelques dizaines d'itérations) par rapport aux autres méthodes proposées vu la faible corrélation présente entre les figures de diffractions enregistrées.

Cependant cette méthode compte certains inconvénients : le fait de travailler dans un plan de Fresnel exige de connaître précisément la distance qui sépare l'objet de la CCD. Une légère imprécision de l'ordre de 1mm est suffisante pour que l'algorithme ne converge plus. Pour éviter ce problème une procédure de calibration utilisant des hologrammes numériques doit être effectuée. D'autre part, l'auteur montre par des simulations que la capacité des masques de phase utilisés à générer des figures de diffractions différentes influence fortement la robustesse et la vitesse de convergence de l'algorithme : plus d'informations sur l'objet peuvent être extraites si les figures de diffractions sont variées. Or l'emploi d'un modulateur ferroélectrique capable juste d'une modulation de phase binaire  $0/\pi$ , limite les possibilités de génération des masques de phase.

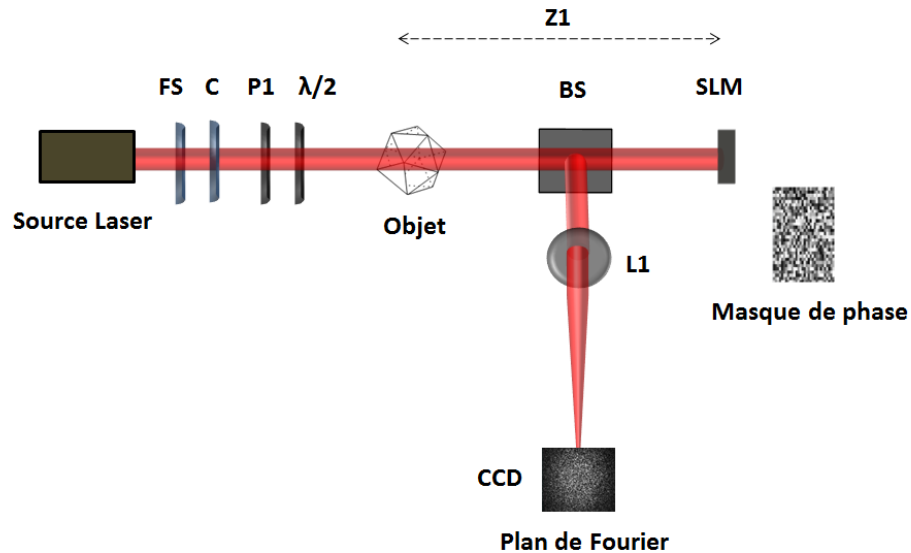
En 2008, Bao [51, 52], propose d'acquérir les informations nécessaires pour reconstruire la phase, en modulant la longueur d'onde du faisceau incident. Le schéma expérimental est très simple, et pour la propagation du faisceau, l'algorithme du spectre angulaire [53] est utilisé (comme il marche bien pour des faibles distances entre l'objet et la caméra). Nugent et al. [54, 55], ont également proposé de moduler l'amplitude et la phase du faisceau incident. D'autres techniques et algorithmes itératives existent également comme le **PIE** (ptychographical iterative engine) [56], ou **SSPR** (Spread Spectrum Phase Retrieval) [19, 57] qu'on va détailler dans la section suivante. Pour des détails supplémentaires, vous êtes priés de consulter les papiers suivants [58-66].

### 3.3. SPREAD SPECTRUM PHASE RETRIEVAL

La méthode Spread Spectrum Phase Retrieval, connue sous **SSPR**, fut proposée en 2007 par Zhang et al. [19]. C'est une technique inspirée de la technologie des analyseurs de front d'onde comme le Shack-Hartmann ou le détecteur en pyramide, et basées sur l'introduction d'une forte modulation de phase dans le plan de l'objet en utilisant un masque de phase. Nous allons expliquer les principes de cette méthode et ses avantages, puis présenter les résultats de simulation et les résultats expérimentaux, pour enfin les comparer et en tirer des conclusions. On note, que nous avons modifié la méthode initial présentée dans la référence [19] sur deux niveaux. D'une part, et dans le but de rendre cette méthode plus simple, nous avons décidé de l'appliquer dans le plan de Fourier, et non pas dans le plan de Fresnel. Dans ce cas, on n'a plus besoin de bien régler la distance entre les différents composants optiques pour éviter des problèmes d'échantillonnage, car il suffit de placer la caméra dans le plan focal d'une lentille. De l'autre part, afin de rendre le schéma expérimental plus flexible, et les acquisitions plus rapides, nous avons remplacé la lame de phase par un modulateur spatial de lumière à base de cristaux liquide. De cette manière aucune modification ou intervention humaine est requise pendant l'étape expérimentale d'acquisition comme on va le voir [57].

SSPR, comme toutes les méthodes "phase retrieval", est composée de deux étapes. La première consiste à faire les acquisitions des spectres d'intensités, et la seconde à lancer

l'algorithme itératif, qui, en utilisant ces acquisitions va pouvoir remonter au front d'onde initial de l'objet. La figure 3.8 illustre le montage expérimental utilisé de la première étape.



**Fig. 3.8** Schéma expérimental de la méthode : Une onde plane, polarisée parallèlement au plan du modulateur est diffractée par l'objet. Cette onde traverse ensuite le SLM, qui la module avec une distribution de phase connue, aléatoire, et comprise entre 0 et  $2\pi$ . Le front d'onde modulée traverse une lentille convergente qui le focalise dans son plan focale, où on a placé une caméra CCD afin de collecter le spectre correspondant. Cela permet donc, d'acquérir l'intensité de la transformée de Fourier du faisceau modulé.

Une onde plane, polarisée parallèlement au plan du modulateur est diffractée par l'objet. Cette onde traverse le SLM, qui la module avec une distribution de phase connue, aléatoire, et comprise entre 0 et  $2\pi$ . Le modulateur peut fonctionner en réflexion ou en transmission. Le front d'onde modulé traverse ensuite une lentille convergente qui le focalise dans son plan focal, où on a placé une caméra CCD permettant de collecter le spectre correspondant. Ce spectre acquis n'est autre que l'intensité de la transformée de Fourier du faisceau modulé. Au total, M acquisitions sont enregistrées pour M phases aléatoires.

La forte modulation introduite par le SLM à un intérêt majeur. Elle permet de diffracter tous les fronts d'onde incidents avec un grand angle, ce qui réduit la corrélation entre les différentes figures d'intensité enregistrées, et ainsi, obtenir plus d'informations à partir de chaque enregistrement afin éviter le problème de la stagnation. On note que c'est la corrélation entre les figures d'intensités qui porte l'information de la phase perdue. D'autre part, grâce à cette modulation, chaque pixel du plan de la caméra contiendra une



contribution de tous les points de l'objet (d'où le spread-spectrum), ce qui diminue l'influence du bruit de la CCD. De plus, un grand nombre d'ambiguïtés existantes dans l'algorithme de Fienup, comme le changement de la position de l'objet reconstruit, ou l'apparition de l'image double opposée dans la reconstruction finale [29], vont disparaître en raison de cette forte modulation, qui brisera toute symétrie dans le champ de l'objet. Et pour finir, cette modulation atténue l'intensité de l'ordre 0 de Fourier, à cause de l'étalement du spectre, ce qui permet d'éviter les problèmes de saturation des images acquises.

La distance  $Z_1$ , qui sépare le plan de l'objet du plan du modulateur n'a pas d'influence sur la technique, mais elle doit être assez grande pour pouvoir décrire la propagation du faisceau entre ces deux plans par l'intégral de Fresnel [35]. Sinon, elle doit être décrite par la relation de Rayleigh-Sommerfeld [47]. Par contre, la distance entre la lentille  $L_2$  et la caméra doit être égale à la distance focale de la lentille. De cette manière, la propagation du front d'onde entre le SLM et la CCD est obtenue par une simple transformée de Fourier.

Pendant cette première étape expérimentale, nous avons collecté  $M$  spectres de diffraction en changeant  $M$  fois le profil de phase appliqué sur le modulateur. Une fois toutes les acquisitions sont faites, on lance l'algorithme itératif illustré dans la figure 3.9.

La première itération débute par une estimation aléatoire du front d'onde au niveau du plan du modulateur, puis, les étapes suivantes sont effectuées :

1. Moduler le front d'onde initial  $U_n$  par la première phase aléatoire ( $m = 1$ ). Cela nous donne  $\tilde{U}_{n=1} = U_{n=1} e^{j\varphi_{m=1}}$ , où  $n$  est le numéro de l'itération et  $m$  le numéro de la phase aléatoire utilisée ( $m = 1, 2 \dots M$ ).
2. Calculer la transformée de Fourier du champ résultant, ce qui nous ramène au plan de la caméra, avec le spectre  $F(\tilde{U}_{n=1}) = |F(\tilde{U}_{n=1})| e^{j\theta_{m=1}}$ , où  $|F(\tilde{U}_{n=1})|$  et  $\theta_{m=1}$  représente respectivement l'amplitude et la phase du spectre calculé.
3. Remplacer l'amplitude obtenue par la racine carrée de l'intensité du spectre mesuré expérimentalement, correspondant à la phase aléatoire  $m = 1$

$$F(\tilde{U}_{n=1}) = I_{m=1}^{1/2} e^{j\theta_{m=1}}$$

4. Propager le spectre corrigé vers le plan du modulateur en effectuant une transformée de Fourier inverse
5. Soustraire la phase aléatoire ajoutée dans la première étape.

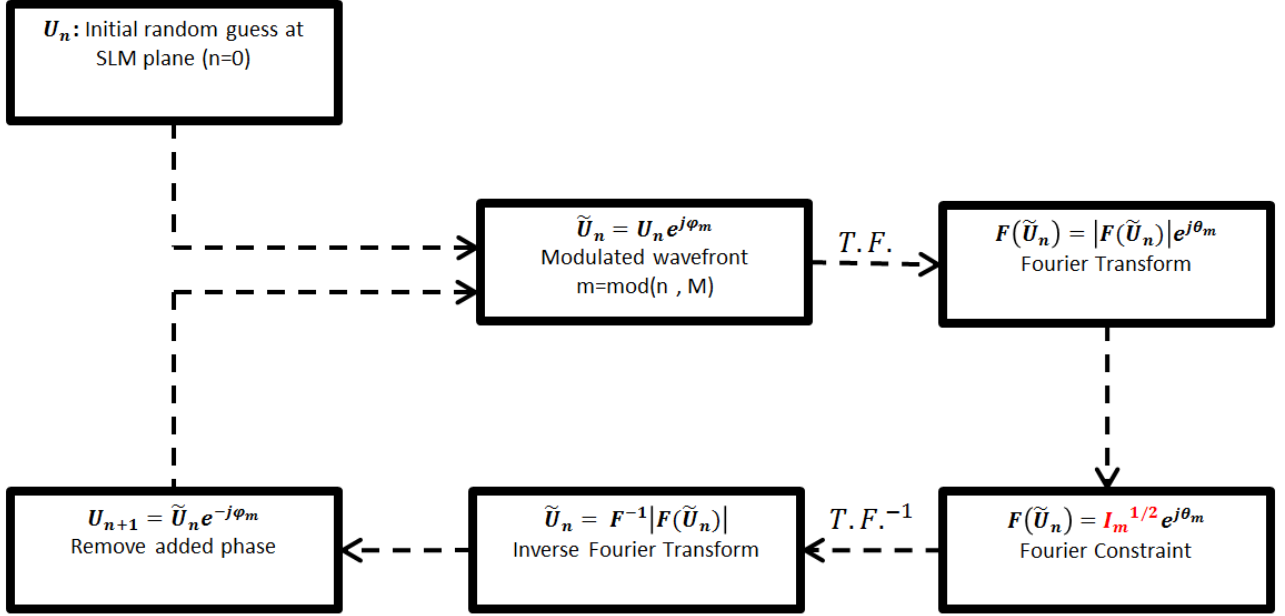
Cela nous fournit une nouvelle estimation  $U_{n+1}$  du front d'onde au plan du SLM, plus proche de l'état réel de l'objet. Cette nouvelle estimation est ensuite utilisée dans la deuxième itération, où on répète les mêmes 5 étapes en travaillant avec la deuxième phase aléatoire ( $m = 2$ ). Si la dernière phase aléatoire ( $m = M$ ) est atteinte, on utilise de nouveau la première. Cet algorithme itératif s'arrête lorsque la différence entre deux fronts d'ondes successives est suffisamment faible.

Le front d'onde obtenu lorsque l'algorithme converge, représente le faisceau diffracté par l'objet au niveau du plan du modulateur. Il reste à propager ce front d'onde vers le plan de l'objet en effectuant une transformée de Fresnel inverse.

Avant de montrer les résultats de simulation et expérimentaux, on précise que nous avons utilisé un modulateur spatial de lumière à base de cristaux liquides dans la configuration "Parallel aligned", PAL-LC-SLM (se référer au chapitre 1), fournit par Hamamatsu, série X10468. Il fonctionne en réflexion, ce qui offre un meilleur taux de remplissage. Il possède  $792 \times 600$  pixels adressés analogiquement sur 256 niveau de gris, permettant d'obtenir un déphasage compris entre 0 et  $2\pi$ . Il faut également s'assurer que ce modulateur a une réponse linéaire, et une surface plate. Donc, avant de l'utiliser, nous avons calculé sa LUT et compensé les aberrations de sa surface.

Afin de prouver la robustesse de la méthode proposée, nous avons effectué de nombreuses simulations, et pour différents types d'objets. Pour toutes les simulations, et indépendamment du type et de la forme de l'objet, l'algorithme converge très rapidement, même si on enregistre un petit nombre de figures de diffractions (qui doit être supérieur ou égal à 3). Les figure 3.10 a et b montrent la simulation de la reconstruction de l'amplitude et de la phase d'un objet complexe, en utilisant 5 profils de phases aléatoires (donc 5 figures de diffractions) et allant jusqu'à 200 itérations. On remarque que l'amplitude du front d'onde reconstruit est identique à celle du front d'onde initial. De même pour la phase, qui est calculée avec un facteur constant par rapport à la phase du front d'onde initial. Une fois que ce décalage constant est déterminé et ajouté à la phase récupérée, la divergence entre les

deux profils de phase s'annule. Cette simulation a été effectuée en supposant que la caméra code les niveaux d'intensité sur 16 bits. En d'autres termes, les spectres acquis étaient codés sur 65536 niveaux de gris entiers.



**Fig. 3.9** Algorithme itératif utilisé:  $M$  est le nombre totale de phase aléatoire,  $I_m$  le  $m^{\text{ème}}$  spectre enregistré; et T.F. l'opérateur de la transformé de Fourier

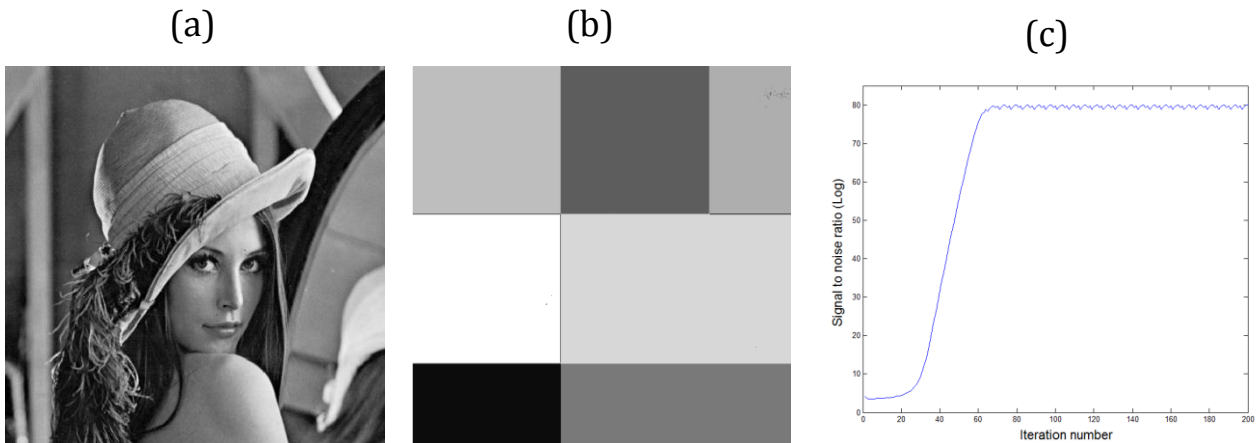
Afin d'évaluer et de quantifier la précision de cette méthode, ainsi que la vitesse de convergence de l'algorithme, nous utilisons deux paramètres: le premier, l'erreur quadratique moyenne,  $\varepsilon$ , mesure la différence entre deux reconstructions successives, et est définie de la manière suivante :

$$\varepsilon = \sum_{m,n} [|U_{n+1}(m,n)| - |U_n(m,n)|]^2 \quad (1.7)$$

Où  $U_{n+1}$  et  $U_n$  représentent respectivement les fronts d'ondes reconstruits pour les itérations  $n+1$  et  $n$ . Le deuxième paramètre est le rapport signal sur bruit SNR, défini par:

$$SNR = \frac{\sum \sum |U_n|^2}{\sum \sum (|U_{in}| - |U_n|)^2} \quad (1.8)$$

Où  $U_{in}$  et  $U_n$  représentent respectivement le champ complexe initial de l'objet et le champ reconstruit.

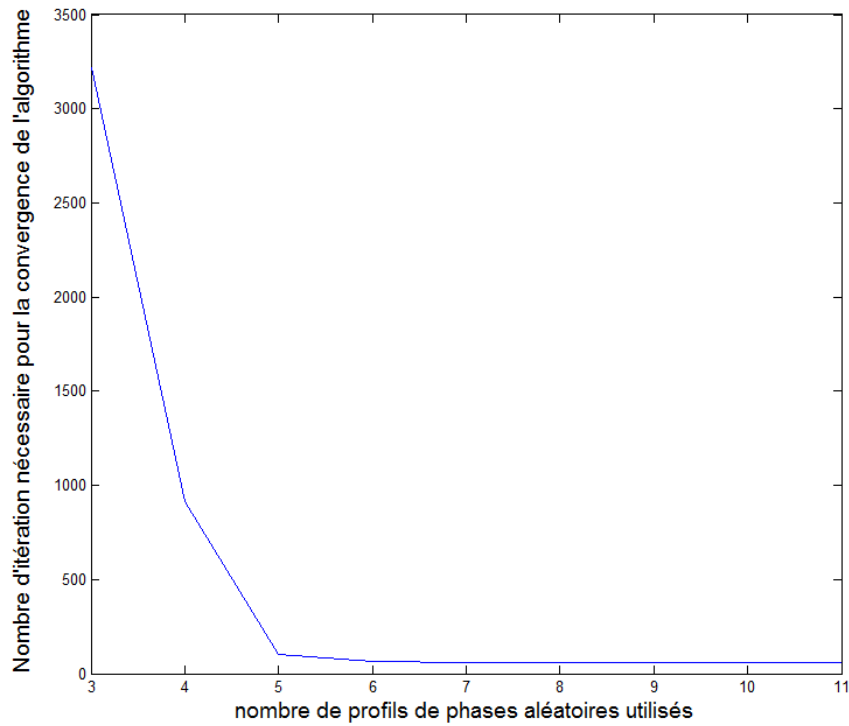


**Fig. 3.10** (a) and (b) montrent les résultats de simulation de la reconstruction d'un front d'onde complexe utilisant la méthode itérative SSPR. L'amplitude du front d'onde reconstruit est identique à celle du front d'onde initial. De même pour la phase, qui est calculée avec un facteur constant par rapport à la phase du front d'onde initial. (c) montre l'évolution logarithmique du SNR en fonction du nombre d'itération lorsqu'on utilise 5 profils de phase aléatoire où on voit clairement les 3 étapes de convergence

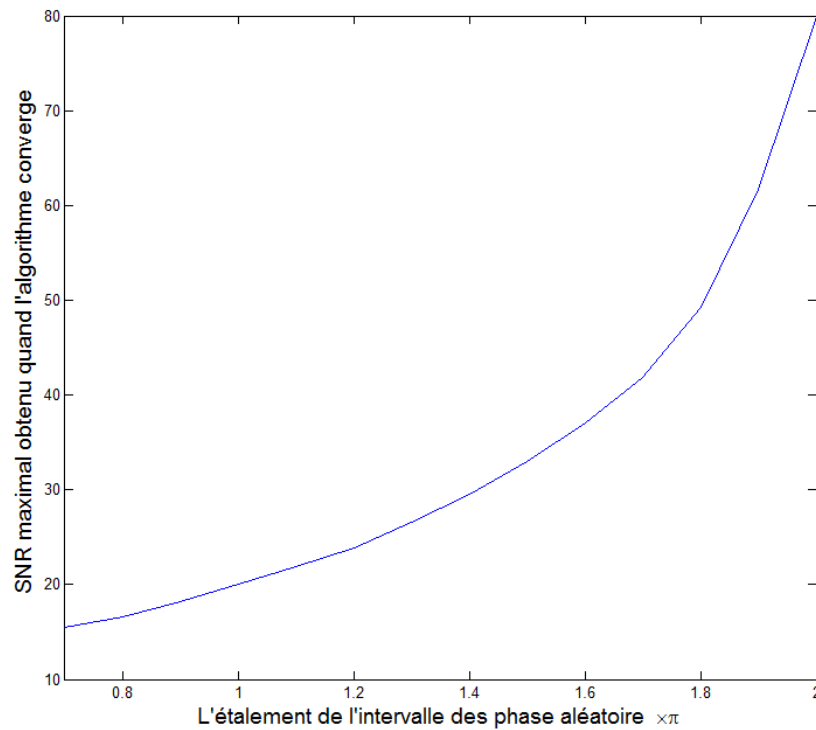
Lorsqu'on analyse de près la courbe donnant l'évolution logarithmique du SNR en fonction du nombre d'itération, on remarque que la convergence de l'algorithme passe par trois étapes. On distingue d'abord une première étape lente, où l'algorithme essaye de trouver une estimation correcte. Cette phase peut durer de quelques dizaines à des milliers d'itérations, en fonction du nombre d'acquisitions effectuées. Plus ces acquisitions sont nombreuses, moins longtemps cette première phase durera. La seconde étape commence lorsqu'une bonne estimation est trouvée. Ensuite l'algorithme converge très rapidement pour atteindre la troisième et dernière étape, où la valeur du SNR stagne [19].

Comme nous l'avons déjà signalé, plus le nombre de cartes de phase aléatoire utilisé est important plus la convergence de l'algorithme est rapide, ce qui est montré par les résultats de simulation montrés à la figure 3.11. L'intervalle sur lequel s'étale les phases aléatoires utilisées, joue aussi un rôle très important en ce qui concerne la robustesse de cette technique. Plus cet intervalle est grand, plus les phases seront aléatoires, et mieux la qualité des reconstructions sera comme le montre les résultats de la simulation montrés à la figure 3.12.

### 3.3- Spread Spectrum Phase Retrieval



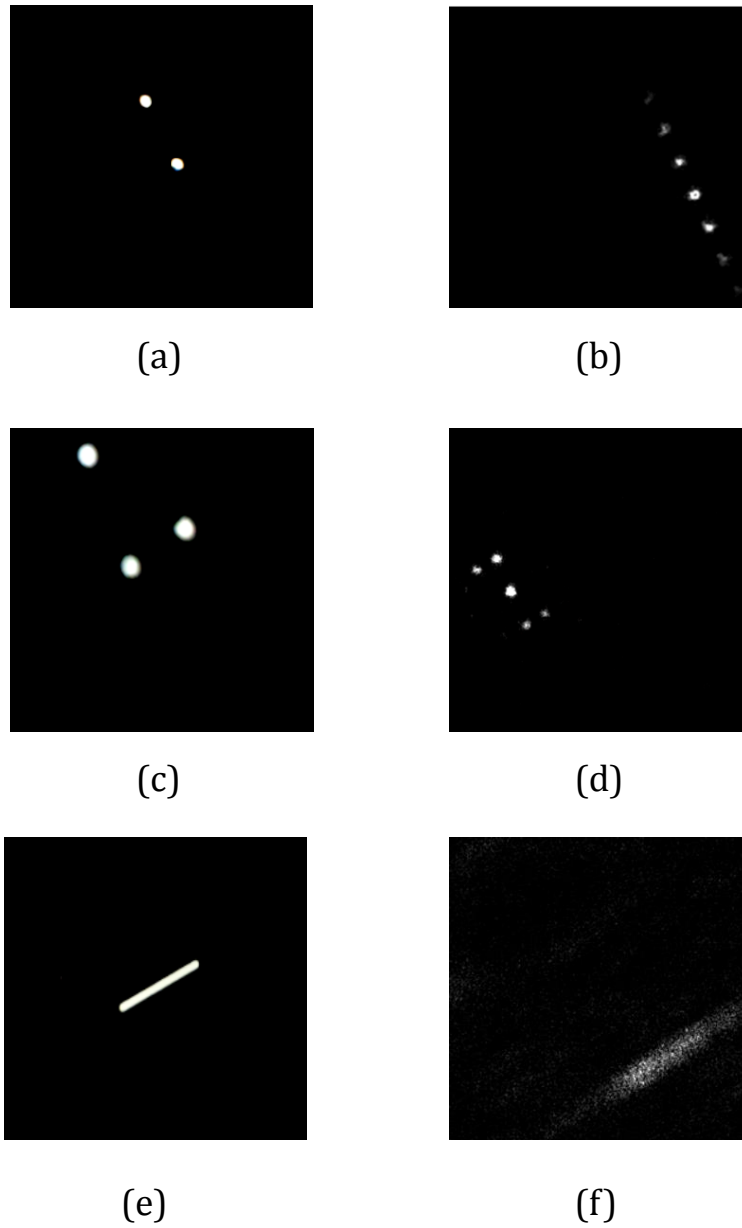
**Fig. 3.11** Simulation montrant le nombre d'itération nécessaire pour que l'algorithme converge en fonction du nombre de phases aléatoires utilisées pendant l'étape d'acquisition. Plus le nombre d'acquisition est important plus la convergence de l'algorithme sera rapide.



**Fig. 3.12** Simulation montrant la valeur du SNR maximal obtenue pour la reconstruction de l'image "Lena" (Fig. 3.10 a), en fonction de l'intervalle des phases aléatoires. Cet intervalle varie entre 0 et  $\phi_{max}$ .

Afin de valider pleinement cette approche, nous l'avons appliquée expérimentalement en utilisant le schéma de la figure 3.8. Les figures d'intensité ont été acquises avec une caméra CCD ayant une dynamique étalée sur 16 bits et une résolution de 1280×960 pixels. Les spectres sont ensuite coupés pour obtenir des images 512×512, ce qui facilite le calcul numérique. Le Laser utilisé est polarisé linéairement sur une longueur d'onde de 632,8 nm.

Comme la qualité de la reconstruction dépend de la nature des objets [67], plusieurs types d'objets ont été testés. La figure 3.13 montre la reconstruction d'objets d'amplitude comportant deux cercles (diamètre de 1 mm par cercle), trois cercles et un rectangle (4 x 0,5 mm). Toutes ces reconstructions ont été calculées dans le plan du modulateur puis propagées vers le plan de l'objet en effectuant une transformée de Fresnel inverse. Comme on peut le constater, toutes les reconstructions sont de mauvaise qualité (de plus, d'autres tests expérimentaux ont montré que les reconstructions seront encore plus dégradées pour des objets plus complexes). De plus, le nombre d'itérations nécessaire pour une seule reconstruction dépasse largement le nombre d'itérations utilisé dans les simulations. Dans les simulations le front d'onde de l'objet est rétabli en une dizaine d'itérations, tandis qu'expérimentalement nous devons effectuer plus de 4000 itérations avant que l'objet reconstruit devienne reconnaissable, sachant que l'algorithme ne converge pas pour tous les tests : dans certains cas, la valeur de l'erreur reste élevée et la reconstruction échoue. D'autres problèmes peuvent également apparaître en appliquant cette méthode. Nous avons remarqué que, quel que soit l'objet reconstruit, sa position finale va dépendre du nombre de figures de diffraction enregistrées. Ajoutons à ça, que pour certains objets, comme ceux qui comportent deux ou trois ouvertures circulaires, la reconstruction finale peut contenir l'objet, ainsi que son apposé à 180°, comme le montre les figures 3.13 b et d.



**Fig. 3.13** (a), (c) et (e) montrent respectivement des objets réels qu'on désire reconstruire. (b), (d) et (f) sont leurs reconstructions respectives. Pour les objets comportant 2 et 3 ouvertures circulaires, la reconstruction finale comporte l'objet, ainsi que son appposé à  $180^\circ$ . Pour le rectangle la qualité de reconstruction est très mauvaise et le front d'onde reconstruit est étalé lorsqu'on retourne au plan objet

### 3.4. SOURCES DE LA DEGRADATION

La reconstruction des objets en utilisant cette approche itérative peut être accompagnée de plusieurs difficultés, surtout si les acquisitions effectuées sont bruitées. Cela indique qu'il existe plus qu'une seule solution correcte pour ces spectres d'intensité de mauvaise qualité, ce qui est dû à la perte de l'information de la phase dans le plan de Fourier. Cette divergence entre les résultats expérimentaux et les résultats de simulation est le fruit de la combinaison de plusieurs facteurs. Une grande partie de ces facteurs dépendent des composants optiques et de leurs alignements, tandis que d'autres sont propres au modulateur utilisé. Dans cette partie nous allons présenter les diverses sources d'erreurs susceptibles de dégrader la qualité des reconstructions, surtout un effet particulier à la structure pixélisée des modulateurs spatiaux de lumière à base de cristaux liquides, connu sous le nom de "fringing-field effect". C'est l'effet qui a la plus importante contribution dans la dégradation des reconstructions et désigne la diaphonie (ou cross-talk) existante entre les pixels du modulateur. Nous allons donc proposer une procédure permettant de le compenser, puis valider cette procédure expérimentalement en l'appliquant sur l'approche itérative SSPR. Les résultats obtenus montrent une amélioration remarquable de la qualité des reconstructions, avec une diminution du nombre d'itération nécessaire pour la convergence, une stabilisation de la position finale des objets, un meilleur retour au plan de l'objet, et finalement la disparition de "l'opposé" qui apparaît dans le cas des objets circulaires.

#### 3.4.1. REGLAGE ET CALIBRATION DES COMPOSANTS OPTIQUES

Avant d'aborder le sujet du cross-talk du modulateur, il est important de signaler que certaines sources d'erreurs dues aux aberrations des composants optiques employés dans le schéma expérimental, ainsi qu'à leurs mauvais alignements, contribuent dans la dégradation de la qualité des reconstructions.

Tout d'abord le faisceau incident doit être homogène, et polarisé parallèlement à la surface du modulateur. Cela permet une modulation optimale avec des valeurs de phases sûres. Le modulateur lui-même, doit être plan, et parallèle à la surface du cube séparateur **BS** de la



figure 3.8. La distance qui sépare la CCD de la lentille L1, doit être égale à la distance focale de la lentille, afin de récupérer les intensités de la transformée de Fourier dans la plan de la caméra. Le bruit introduit par la caméra pendant les acquisitions, sa dynamique et sa qualité, ainsi que le degré de saturation des figures de diffractions acquises, peuvent également dégrader la qualité des reconstructions et doivent être compensées.

Dans le but de mettre en évidence l'importance de la compensation des erreurs, plusieurs simulations ont été effectuées, où nous avons reconstruit plusieurs types d'objets, après avoir introduit intentionnellement diverses sources d'erreurs pendant l'étape d'acquisitions des spectres. Les valeurs du SNR obtenues lorsque l'algorithme a convergé sont relevées et montrées dans le tableau 3.1.

<div> <div>Error sources</div> <div>Object</div> </div>	Ideal situation 16 bits CCD camera	8 Bits CCD camera	SLM rotation (1°)	CCD rotation (1°)
1 Circle	79,8	32,9	79,8	8,9
1 Rectangle	78,9	32	3,61	2,3
X	77,2	31	1,7	2,5
Lena	79,9	33,3	4,13	4,13

**Table. 3.1** La valeur du SNR (en dB) obtenue lorsque diverses sources d'erreur sont introduites pendant l'étape d'acquisition des spectres

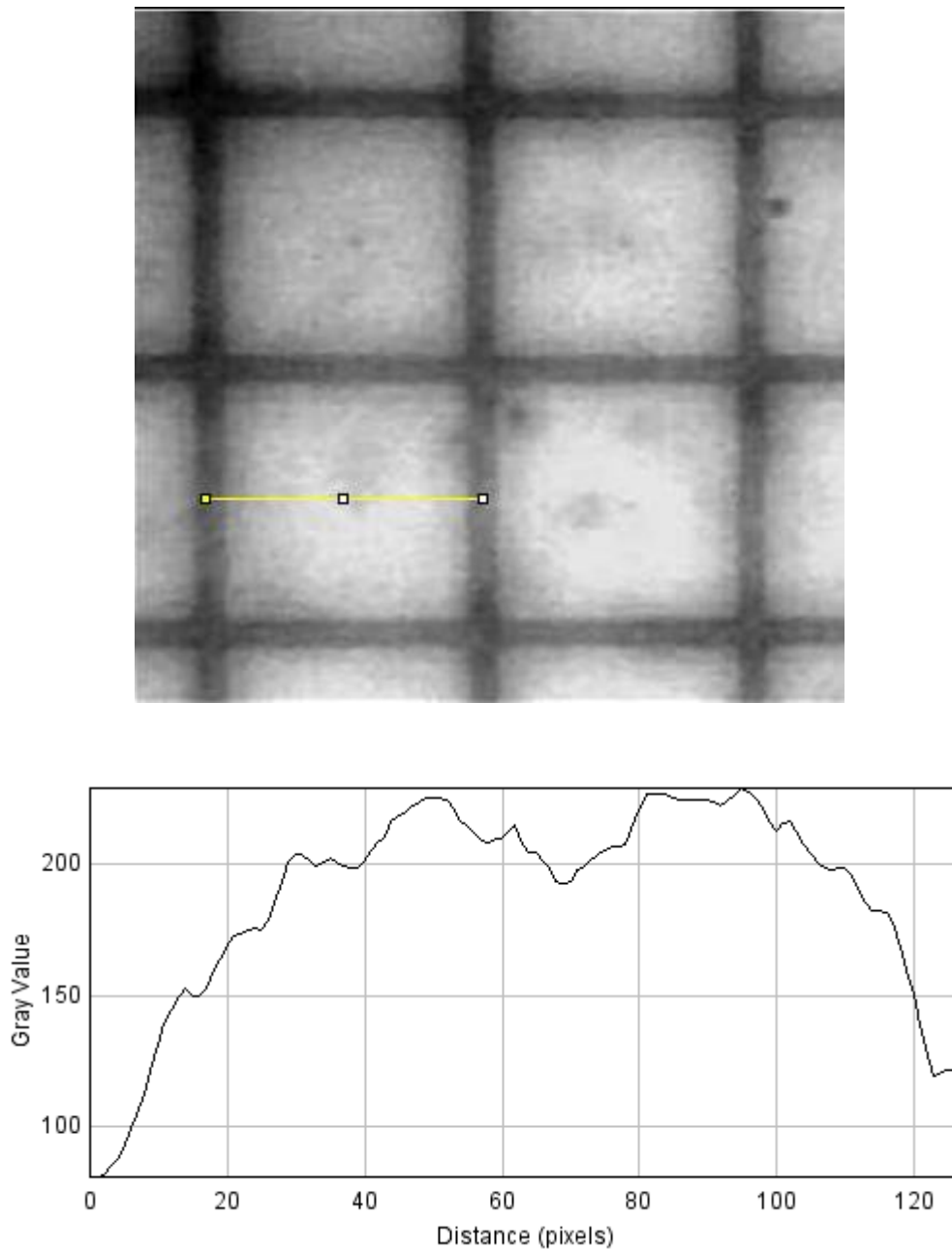
La première colonne regroupe les différents types d'objets reconstruits, tandis que la deuxième colonne montre les valeurs du SNR obtenue lorsque tous les composants optiques sont bien réglés. Dans ce cas, la caméra CCD utilisée code les niveaux d'intensité sur 16 bits. On remarque que quel que soit le type d'objet, l'algorithme converge bien, avec une bonne valeur du SNR (en dB), qui est de l'ordre de 80 dB. Lorsqu'on passe d'une caméra 16 bits à une caméra 8 bits en gardant tous les autres paramètres inchangés, le SNR atteint des valeurs de l'ordre de 30 dB. Cela signifie que la qualité des reconstructions est dégradée par un facteur supérieur à 2. On remarque également que dans le cas où le modulateur et/ou la caméra ne sont pas plans avec une faible rotation de 1°, les fronts d'ondes obtenus après la

convergence de l'algorithme ne sont plus identifiables, avec un SNR inférieur à 5. Le cercle reste un cas particulier, comme c'est un objet relativement simple et symétrique, donc il est moins sensible à la rotation du modulateur. Pour des informations supplémentaires à propos des effets de ces sources d'erreurs et de l'importance de leurs compensations, le lecteur peut se référer à [49].

#### 3.4.2. CROSS-TALK DU MODULATEUR : DESCRIPTIF ET COMPENSATION

L'utilisation des modulateurs spatiaux de lumière à base de cristaux liquides facilite énormément la partie expérimentale, et diminue le temps des acquisitions, mais cela n'est pas sans coût. Ce type de modulateur souffre de diaphonie élevée entre ses pixels que l'on va désigner pour la suite par "cross-talk" ou "fringing field effect". Cet effet a une grande influence sur la qualité des reconstructions obtenues avec SSPR, et doit être pris en compte. Nous proposons donc une procédure propre à notre modulateur permettant de le compenser. Cette procédure est validée expérimentalement en obtenant des reconstructions de meilleures qualités.

Comme on l'a déjà vu, l'intérêt de la méthode SSPR est qu'elle ne nécessite aucune connaissance de l'état de l'objet initial, et qu'elle permet de le reconstruire avec un minimum de contraintes. Cependant, les seules informations qu'on a besoin de maîtriser pour garantir un bon fonctionnement de la méthode, sont les valeurs précises des cartes de phases aléatoires utilisées pendant l'étape d'acquisition. Ces mêmes valeurs de phases doivent être réutilisées dans l'algorithme itératif. Or, comme les pixels du SLM sont micrométriques, la tension appliquée au niveau de chacun d'entre eux pour obtenir le niveau de déphasage désiré, peut avoir un effet significatif sur les pixels voisins [68, 69], et ainsi, le retard de phase obtenue sur chaque pixel ne sera plus uniforme sur toute sa surface [70, 71], comme le montre la figure 3.14 [72]. Cet effet est connu sous le nom de "fringing-field effect", et est directement lié à l'épaisseur des cellules du cristal liquide [73, 74].

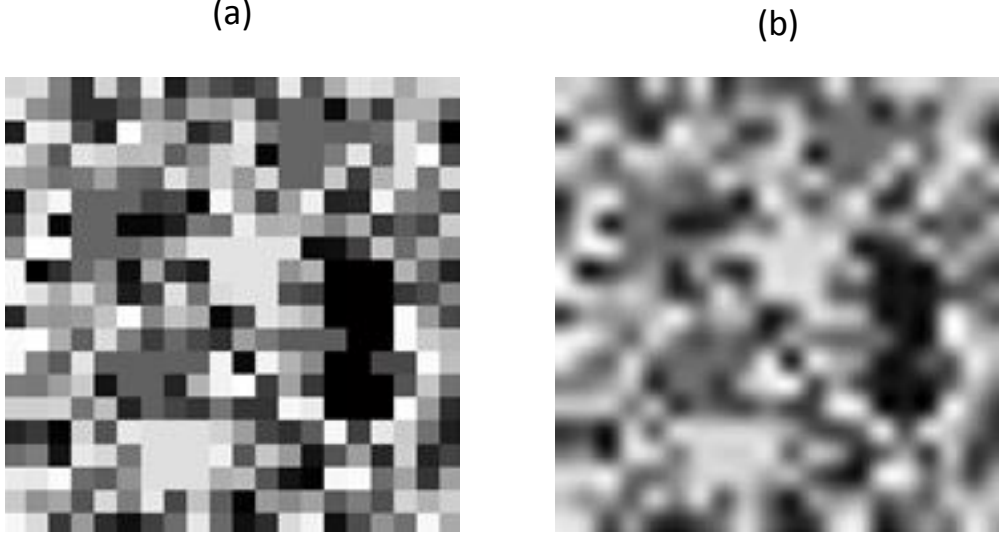


**Fig. 3.14** L'effet du cross-talk sur la valeur du déphasage au niveau d'un pixel. Le profil dressé, montre clairement que le déphasage n'est pas constant sur toute la surface du même pixel. Cet effet est encore plus visible lorsque la différence de phase entre deux pixels voisins est plus importante. Photo tirée de [72].

Ce cross-talk entre les pixels voisins du modulateur, agit comme un filtre "passe-bas" sur la distribution de phase affichée. La phase est donc floutée, surtout au niveau des bords comme (figure 3.15). Pour cette raison, le cross-talk peut être représenté comme la convolution de la carte de phase idéale, avec une fonction de transfert propre au modulateur utilisé. Autrement dit, le profil de phase réellement affiché sur le SLM, correspond à la convolution du profil de phase numériquement adressé par une PSF.

$$P_{affiché} = P_{adressé} \otimes PSF \quad (1.9)$$

Où,  $\otimes$  représente l'opérateur de convolution.

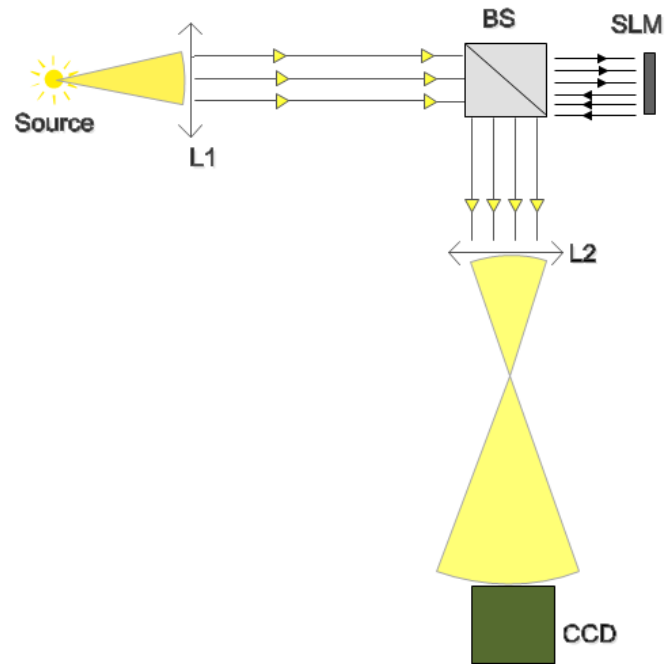


**Fig. 3.15** (a) distribution de phase adressée sur le modulateur, et (b) la phase réellement affichée par le SLM qui souffre d'un cross-talk élevé. Pour cette simulation, le cross-talk est représenté par une fonction de transfert gaussienne avec un rayon de 0,5.

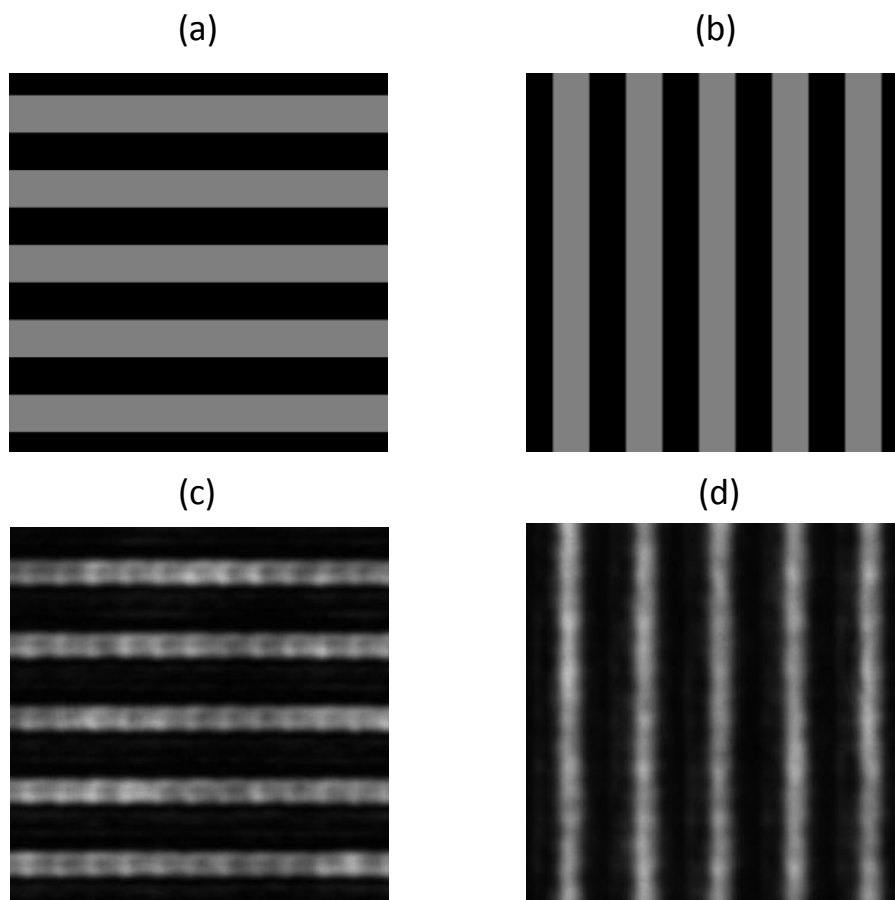
Dans le but de mettre en évidence la présence du cross-talk, ainsi que son effet sur le modulateur utilisé dans cette étude, nous avons imagé sa surface avec un agrandissement de 10, en utilisant le schéma expérimental de la figure 3.16.

La figure 3.17 montre les images obtenues lorsqu'on adresse deux réseaux, horizontal et vertical de période 1, ayant deux niveaux de gris : 0 et 64. Idéalement, la surface de la zone blanche doit être égale à celle de la zone noire, mais comme nous pouvons le voir, la transition du blanc au noir et vice versa, est progressive et non pas nette, ce qui dégrade les contours. Nous constatons également, que la valeur du déphasage obtenu au niveau d'un seul pixel n'est pas constante sur toute sa surface. Cela est confirmé en traçant le profil moyen des images obtenues comme le montre la figure 3.18. De plus, les profils montrent que cet effet dépend de la direction : il est plus significatif pour les contours horizontaux que pour les contours verticaux, ce qui est dû au fait que la fréquence du signal vidéo est plus faible dans la direction vertical que dans la direction horizontale [75, 76].

### 3.4- Sources de la dégradation

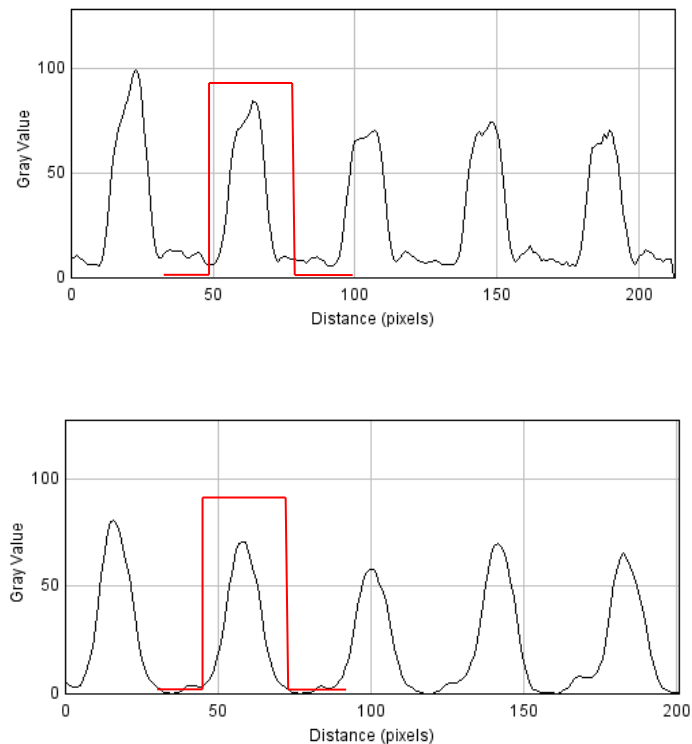


**Fig. 3.16** Schéma expérimental permettant d'imager la surface du modulateur Hamamatsu. La lentille et la caméra CCD sont placées de sorte à obtenir un grandissement de 10



**Fig. 3.17** (a) et (b) représente deux réseaux horizontal et vertical de période 1, adressés numériquement au modulateur. (c) et (d) représentent leurs images respectives

### 3.4- Sources de la dégradation

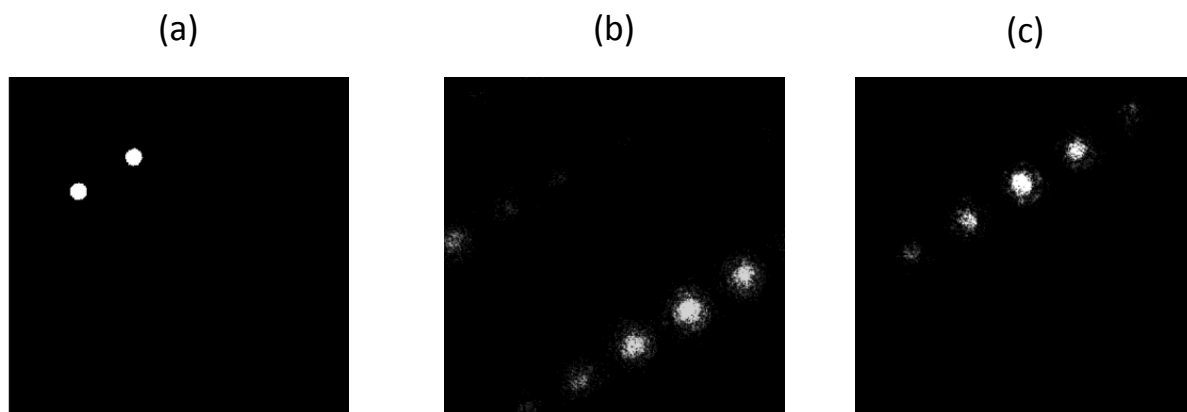


**Fig. 3.18** Profils du déphasage obtenu lorsqu'on adresse sur le modulateur un réseaux horizontal (Profil haut) et un réseau vertical (Profil bas) avec une période de 1

Pour mettre en évidence l'effet du cross-talk sur les reconstructions, des simulations ont été effectuées. Et comme nous l'avons déjà mentionné, le cross-talk agit comme un filtre spatial passe-bas sur les distributions de phase adressées sur le modulateur. Donc, dans un premier lieu on le représente par une fonction de transfert de type gaussienne, avec laquelle on doit convoluer les  $M$  phases aléatoires, et cela, dans le but de se rapprocher le plus possible de l'état réel des phases aléatoires floutées par le modulateur. La figure 3.19 montre la simulation de la reconstruction d'un objet comportant deux ouvertures circulaires en supposant que le modulateur utilisé souffre d'un cross-talk de type gaussien de rayon de 0.5, en utilisant respectivement (b) 5 et (c) 7 phases aléatoires.

Comme on peut le constater, les deux reconstructions obtenues sont de très mauvaise qualité. L'amplitude n'est pas uniforme à l'intérieur des ouvertures, même si on effectue jusqu'à 800 itérations. Aussi, au lieu d'obtenir deux cercles, nous obtenons au moins 3 cercles facilement visibles. On remarque également, que la position finale de l'objet n'est pas constante : il se translate dans le plan, et sa position dépend de  $M$ , le nombre de phases aléatoires utilisées. Ces résultats sont semblables à ceux obtenues expérimentalement pour

ce type d'objet. Donc, toute compensation du cross-talk doit garantir une meilleure qualité de reconstruction avec moins d'itérations, une suppression des objets supplémentaires, et une position finale correcte, indépendamment du nombre des phases aléatoires utilisées.



**Fig. 3.19** Simulation de la reconstruction de (a) deux cercles avec un modulateur souffrant de cross-talk gaussien de rayon de 0,5, en utilisant (b)  $M=5$ , et (c)  $M=7$  phases aléatoires

Une solution évidente et logique permettant de diminuer l'effet du cross-talk consiste à utiliser des "Super Pixels" : c'est lorsqu'on combine plusieurs pixels individuels pour former un pixel plus grand. Cela peut limiter les transitions brusques dans les profils de phases aléatoires utilisées, et donc, alléger l'effet du cross-talk. Cependant, rien ne garantit la convergence de l'algorithme, et des simulations ont montré que l'utilisation des super pixels peut augmenter le temps de convergence. Aussi, plus l'ordre des super pixels est élevé, moins le spectre de Fourier sera étalé, ce qui rend les acquisitions encore plus sensible, et limite la résolution de cette méthode : les petits objets seront projetés sur un ou deux super pixels dans le plan du modulateur, ce qui nous fait perdre "l'aléatoire", qui est une propriété primordiale pour le succès de la méthode SSPR.

En se basant sur ce qui a été présenté, nous allons modifier les  $M$  phases aléatoires utilisées dans l'algorithme, pour les rendre le plus proche possible de celles affichées sur le modulateur pendant l'étape d'acquisition. En d'autres termes, nous allons estimer la fonction de transfert qui décrit le mieux le cross-talk du modulateur, puis convoluer cette fonction de transfert par les  $M$  phases aléatoires. Cela nous donnera une estimation des  $M$  profils de phase réellement affichées sur le modulateur souffrant du cross-talk. Ces nouvelles distributions de phases seront ensuite utilisées dans l'algorithme itératif.

Plusieurs études [67, 68, 75, 77, 78], ainsi que les profils de la figure 3.18, montrent que le cross-talk n'a pas les mêmes conséquences dans la direction horizontale que dans la direction verticale. Pour cela, nous considérons que sa fonction de transfert n'est pas une simple gaussienne mais une gaussienne elliptique ayant la forme suivante :

$$a_{r_x r_y, \gamma}(x, y) = e^{\left(-\left(\frac{x^2}{2r_x^2} + \frac{y^2}{2r_y^2}\right)^\gamma\right)} \quad (1.10)$$

Où  $r_x$  et  $r_y$  représentent respectivement les rayons de la gaussienne dans les directions  $x$  et  $y$ , et  $\gamma$  un paramètre de forme. Afin de trouver ces trois paramètres, qui nous permettront de compenser le cross-talk, nous avons imaginé la procédure décrite dans la figure 3.20. L'idée consiste à modéliser en utilisant un logiciel de modélisation (Matlab), un objet simple, qu'on possède réellement, et dont on connaît précisément les dimensions, comme un cercle. Puis, en utilisant SSPR, essayer de reconstruire expérimentalement cet objet, en convoluant les  $M$  phases aléatoires par une certaine fonction de transfert elliptique. Pour la première reconstruction, on considère des valeurs aléatoires entre 0 et 1 pour  $r_x$ ,  $r_y$  et  $\gamma$ . Lorsque l'algorithme converge, on compare l'objet reconstruit avec l'objet idéal modélisé au début de la procédure (on calcule le SNR), et on garde le degré de ressemblance. Pour chacune des reconstructions suivantes, on balaye les valeurs de  $r_x$ ,  $r_y$  et  $\gamma$  sur une plage comprise entre 0 et 1. A la fin de toutes les reconstructions il suffit de garder les valeurs des trois paramètres, qui permettent d'obtenir la meilleure ressemblance entre l'objet reconstruit et l'objet modélisé. Cette procédure peut prendre un temps de calcul long, cependant, il suffit de l'effectuer une seule fois pour une zone spécifique du modulateur et pour  $M$  masques de phases aléatoires, puis utiliser les valeurs obtenues pour le reste des reconstructions. Dans notre cas, la meilleure combinaison des valeurs permettant de compenser le cross-talk est  $\gamma = 0.5$ ,  $r_x = 0.6$ , et  $r_y = 0.6$ . Comme nous connaissons maintenant les paramètres de la fonction de transfert, nous pouvons appliquer la méthode itérative en tenant compte de l'effet du cross-talk du modulateur comme le montre la figure 3.21.



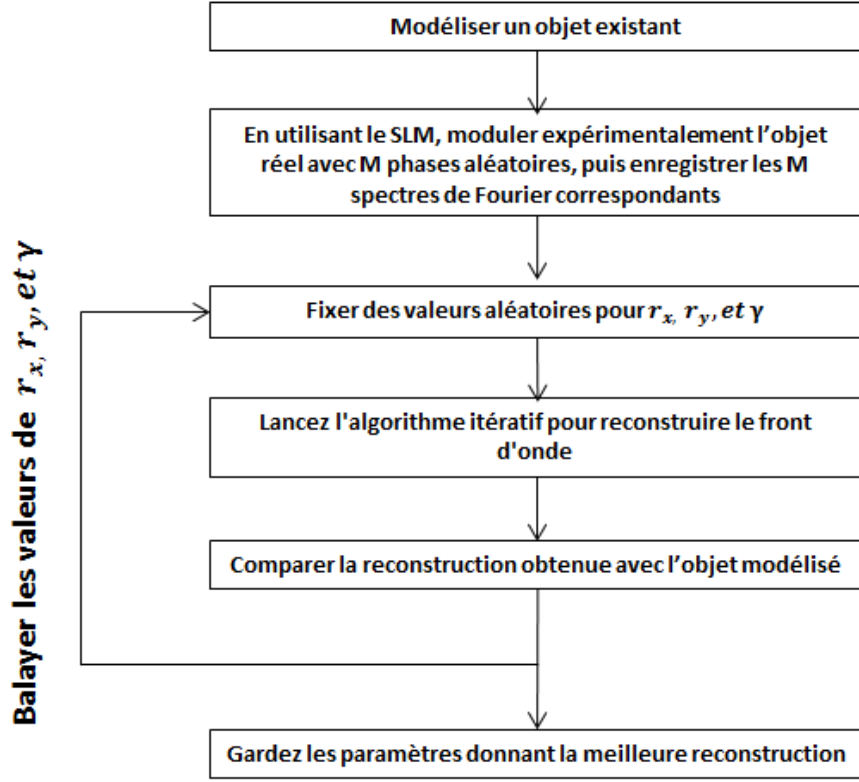


Fig. 3.20 La procédure permettant de trouver les valeurs de  $r_x$ ,  $r_y$ , et  $\gamma$

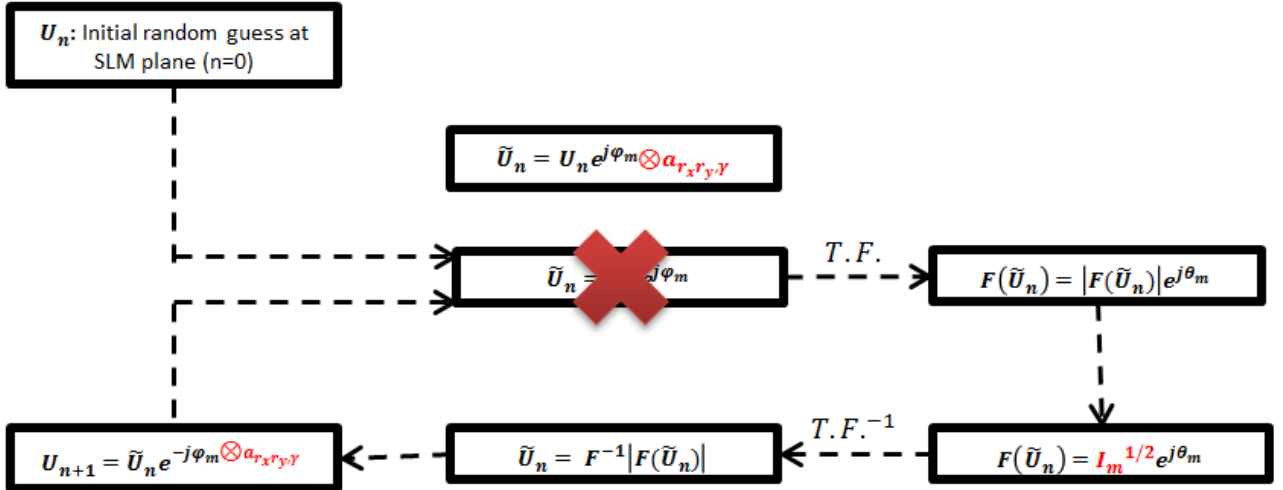
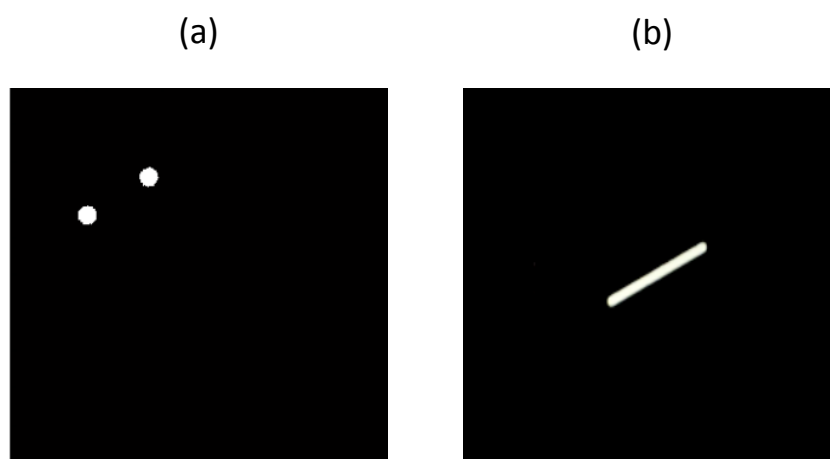


Fig. 3.21 L'algorithme itératif de SSPP appliqué en compensant le cross-talk du modulateur: Toutes les phases aléatoires sont convoluées par la fonction de transfert précédemment calculée

La grande différence avec ce qu'on avait déjà présenté, c'est que maintenant, pendant l'étape algorithmique, on module le front d'onde de l'objet avec  $M$  distributions de phase aléatoires, convoluées par la fonction de transfert propre au cross-talk du modulateur.

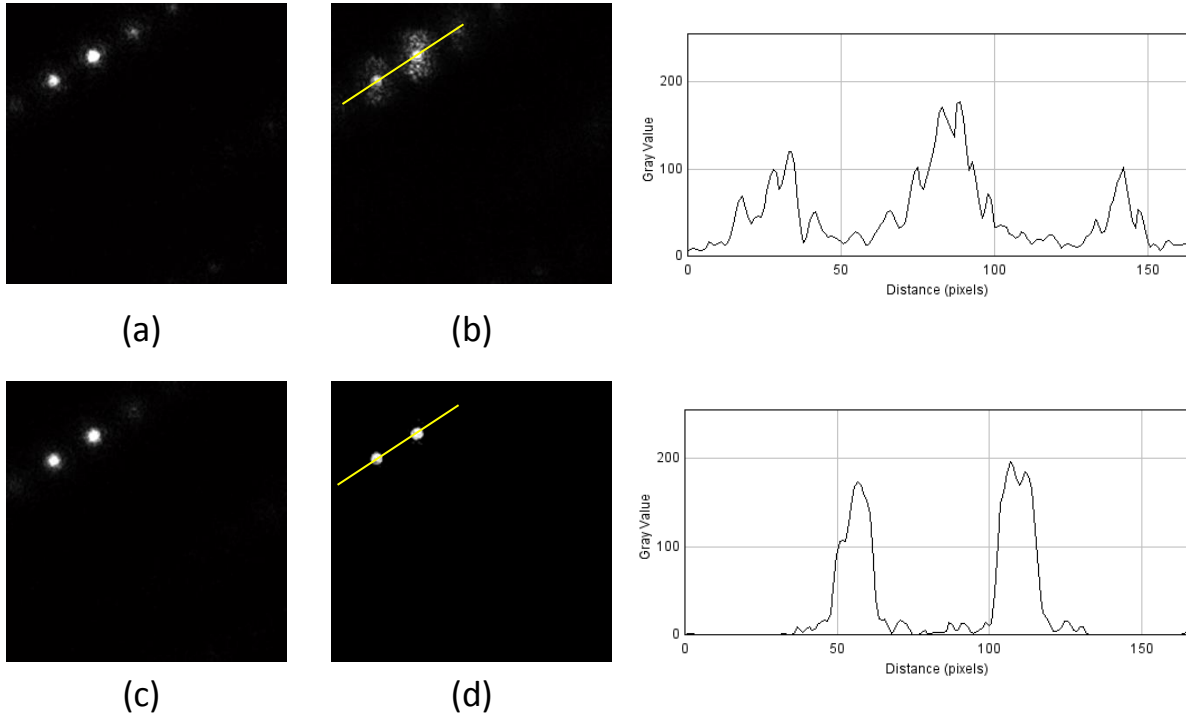
Dans le but de valider cette approche, nous avons calculé expérimentalement les valeurs des trois paramètres  $r_x$ ,  $r_y$  et  $\gamma$  décrivant le cross-talk sur une zone du modulateur  $\approx 150 \times 150$  pixels. Ces paramètres sont ensuite utilisés pour reconstruire les deux objets de la figure 3.22.



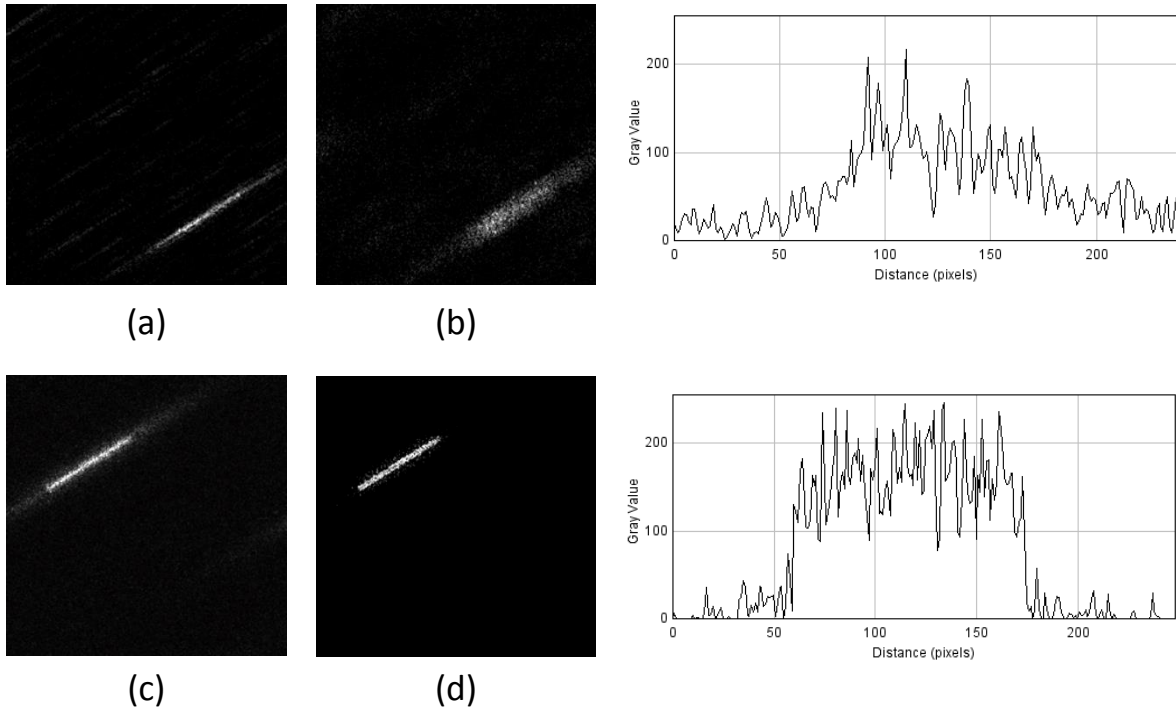
**Fig. 3.22** (a) objet circulaire et (b) rectangulaire qu'on va reconstruire en avec SSPR en tenant compte de l'effet du cross-talk du modulateur

Le schéma expérimental, ainsi que les exigences citées dans la section précédente restent valides. Les résultats des deux reconstructions sont montrés dans les figures 3.23 et 3.24. Comme on peut le constater, l'application de la compensation du cross-talk améliore la qualité des reconstructions, et surtout la clarté des contours, tout en performant moins d'itérations. Cela réduit également la distorsion du front d'onde lorsqu'on le propage vers le plan de l'objet, et supprime l'opposé de l'objet qui apparait dans le cas des objets circulaires. On remarque aussi, qu'en compensant le cross-talk, et quelque soit le nombre de figures de diffractions enregistrées, la position de l'objet reconstruit reste fixe.

### 3.4- Sources de la dégradation



**Fig. 3.23** Reconstruction expérimentale d'un objet composé de deux ouvertures circulaires en utilisant SSPR sans la compensation du cross-talk dans (a) le plan SLM et (b) le plan de l'objet. Avec la compensation du cross-talk (c) dans le plan du SLM et (d) plan objet. Les profils des intensités montrent l'amélioration apportée en compensant le cross-talk

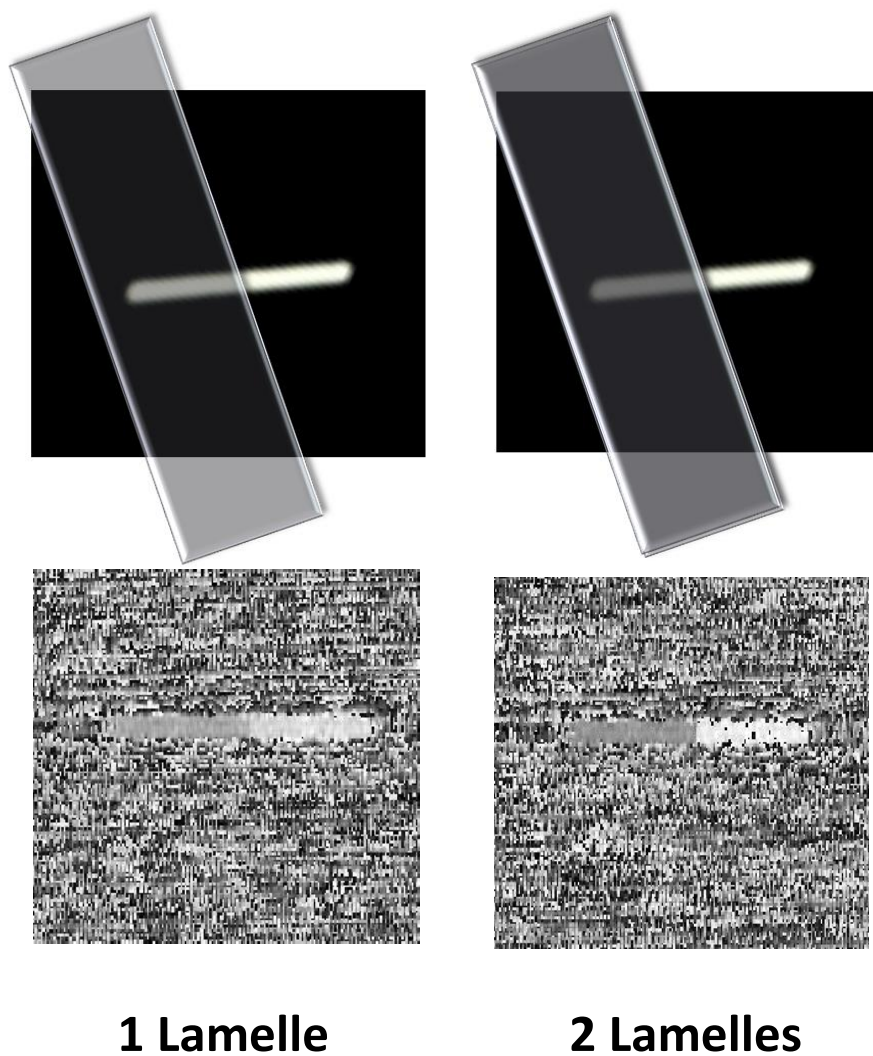


**Fig. 3.24** Reconstruction expérimentale d'un rectangle en utilisant SSPR sans la compensation du cross-talk dans (a) le plan SLM et (b) le plan de l'objet. Avec la compensation du cross-talk (c) dans le plan du SLM et (d) plan objet. Les profils des intensités montrent l'amélioration apportée en compensant le cross-talk

### 3.4- Sources de la dégradation

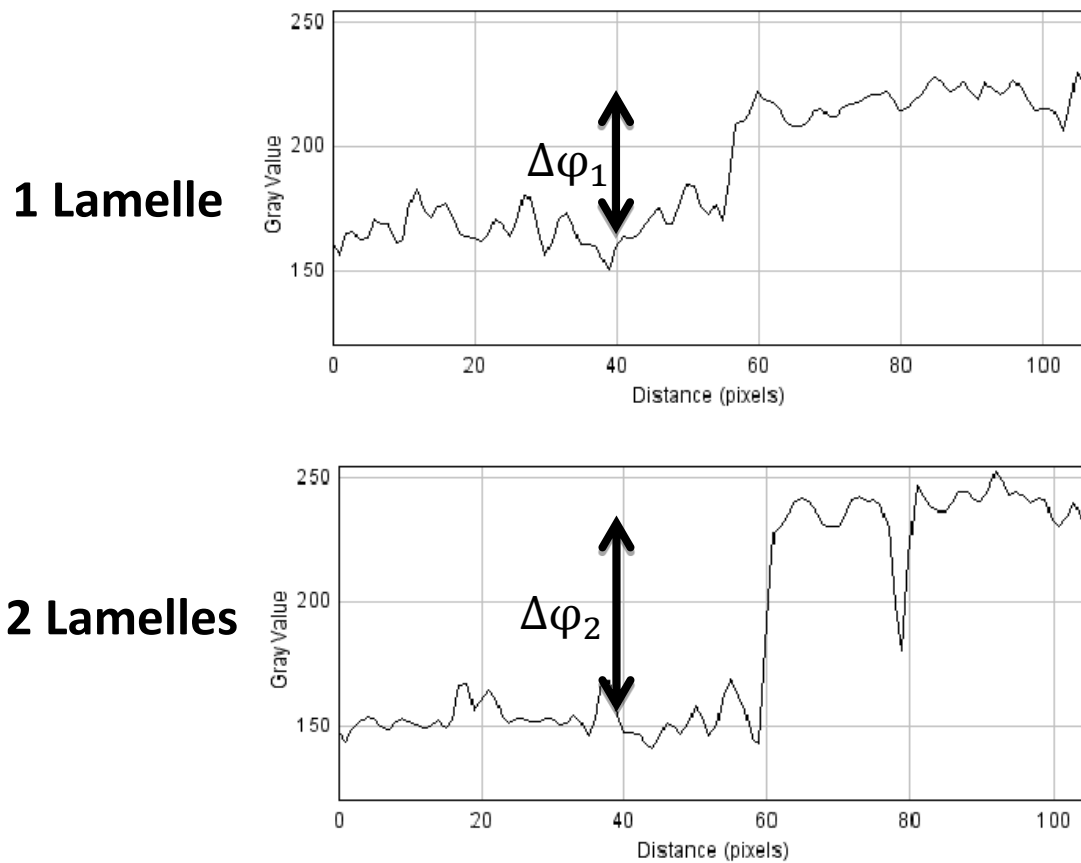
Dans un dernier temps, et afin de valider pleinement cette méthode itérative proposée avec la compensation du cross-talk, il reste à vérifier la valeur de la phase récupérée. Pour cela, nous allons reconstruire le même objet rectangulaire de la figure 3.22 b deux fois. Pour la première reconstruction, on couvre une zone de l'objet avec une lamelle couvre objet de microscopie d'épaisseur  $E$  (induisant un déphasage de  $2\pi \times n + \varphi$ ). Cette lamelle a une épaisseur de  $170 \mu\text{m}$  avec une tolérance de  $\pm 5\mu\text{m}$ . Pour la seconde reconstruction, on couvre la même zone avec une seconde lamelle identique, ce qui nous fournit une épaisseur totale de  $2 \times E$  (un déphasage  $2\varphi \bmod(2\pi)$ ). Les deux lamelles utilisées proviennent d'une même lamelle coupée en deux afin de doubler le déphasage et d'éviter les imprécisions dues au processus de fabrication.

Les résultats de la reconstruction obtenue avec la méthode SSPR modifiée, et avec la compensation du cross-talk du modulateur sont montrés dans la figure 3.25.



**Fig. 3.25** Les deux niveaux de phases obtenus pour les deux reconstructions: Une lamelle (gauche) et deux lamelles (droites)

Comme nous pouvons le constater, la distribution de phase reconstruite a des valeurs aléatoires partout, sauf pour la zone du rectangle, où les valeurs deviennent constantes, et où nous pouvons facilement distinguer les deux niveaux de phase pour les deux reconstructions. Pour une évaluation des valeurs des phases, nous traçons le profil montré dans la figure 3.26. La différence de phase entre la zone non couverte et la zone couverte par une seule lamelle est de 1,10 rad, tandis qu'elle vaut 2,15 rad dans le cas des deux lamelles. Donc, pour deux lamelles le déphasage obtenu est le double du déphasage obtenu pour 1 lamelle, ce qui prouve que la valeur de la phase calculée est correcte.



**Fig. 3.26** Profiles des valeurs des phases récupérées: La différence de phase obtenue dans le cas des deux lamelles correspond au double de la différence de phase obtenue pour une seule lamelle.

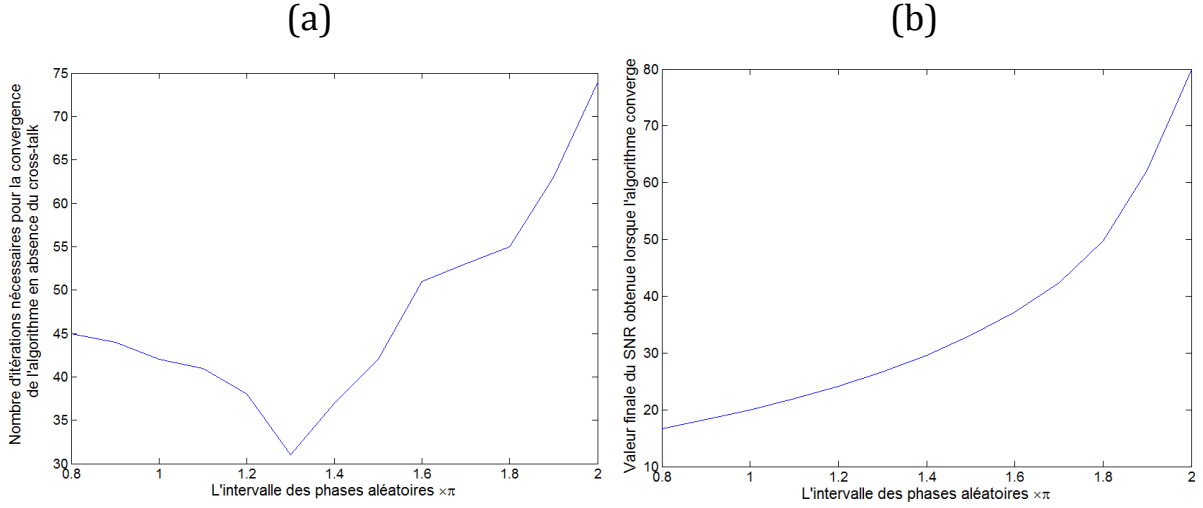
## 3.5 DISCUSSIONS ET PERSPECTIVES

Le but de cette section est de présenter et de discuter un nombre de difficultés liées à la méthode SSPR, ainsi que de clarifier certaines ambiguïtés concernant son application expérimentale. Cela porte essentiellement sur les problèmes du cross-talk, et a pour but de les contourner afin d'ouvrir de nouvelles perspectives pour cette méthode.

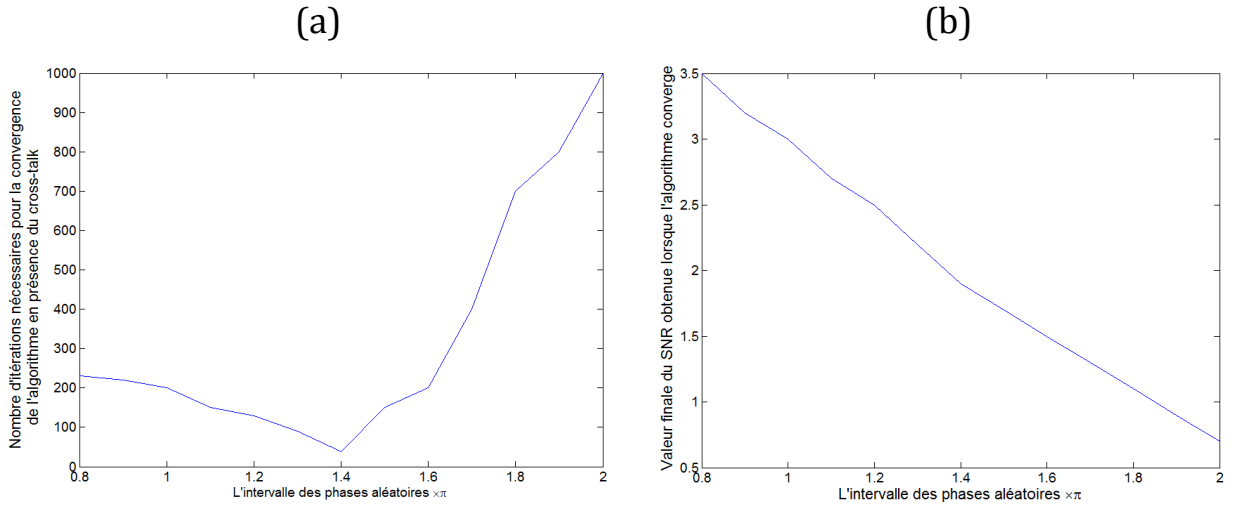
### 3.5.1. INTERVALLE DES PHASES ALEATOIRES

Comme la robustesse de SSPR dépend essentiellement de la diversité des phases aléatoires, plus l'intervalle de ces phases est étendu, plus rapidement l'algorithme converge. Cela signifie, que dans le cas idéal, il est plus intéressant de définir les phases aléatoire sur  $[0, 2\pi]$  que sur  $[0, \pi]$ . Or en pratique, le modulateur souffre du cross-talk, et ce dernier a plus d'impact lorsque les sauts de phase sont importants. De ce point de vue, ça devient plus avantageux de travailler avec des intervalles inférieurs à  $[0, 2\pi]$ . Des simulations ont été effectuées afin de déterminer le meilleur intervalle de phase aléatoire à employer. Cet intervalle doit d'un côté garantir la convergence de l'algorithme, et de l'autre, limiter l'effet du cross-talk. Pour ces simulations, on caractérise la fonction de transfert du modulateur par les paramètres optimaux trouvés dans la section précédente. A savoir,  $\gamma = 0.5$ ,  $r_x = 0.6$ , et  $r_y = 0.6$ .

Les courbes de la figure 3.27 montrent respectivement le nombre d'itérations nécessaires à la convergence de l'algorithme (a), et la valeur finale du SNR obtenu (b) en fonction de l'intervalle des cartes des phases aléatoires utilisées, pour un modulateur ne souffrant pas du cross-talk. On considère que l'algorithme converge lorsque son SNR atteint une valeur maximale constante. La figure 3.28 montre les mêmes paramètres, mais pour un SLM avec du cross-talk elliptique. En absence du cross-talk, plus l'intervalle des phases aléatoires est étendu, meilleures les reconstructions seront (SNR élevé). Cela peut engendrer un temps de calcul supplémentaire mais qui reste raisonnable ( $\approx 30$  itérations de plus). Toutefois, ce résultat n'est plus valide dans le cas d'un modulateur souffrant du cross-talk comme le montre les courbes 3.28 a et b.



**Fig. 3.27** (a) Nombre d'itérations nécessaires à la convergence de l'algorithme, et (b) la valeur du SNR finale obtenue (b) en fonction de l'intervalle des phases aléatoire utilisées. On considère que l'algorithme converge lorsque le SNR atteint une valeur constante. Le modulateur utilisé pour cette simulation ne souffre pas du cross-talk.



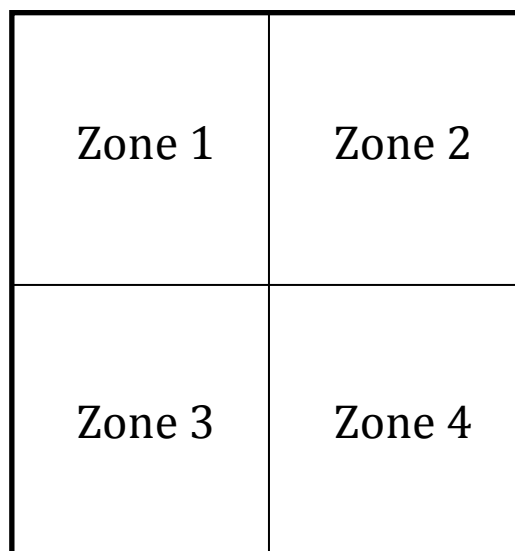
**Fig. 3.28** (a) Nombre d'itérations nécessaires à la convergence de l'algorithme, et (b) la valeur du SNR finale obtenue (b) en fonction de l'intervalle des phases aléatoire utilisées. On considère que l'algorithme converge lorsque le SNR atteint une valeur constante. Le modulateur utilisé pour cette simulation souffre du cross-talk elliptique avec  $\gamma = 0.5$ ,  $r_x = 0.6$ , et  $r_y = 0.6$ .

La présence du cross-talk détériore considérablement la qualité des reconstructions, ce qui se traduit par une dégradation de la valeur du SNR (3.27 b et 3.28 b). Cette dégradation est de plus en plus importante lorsque l'intervalle des phases aléatoires est large. Nos simulations montrent donc, que pour le modulateur utilisé dans cette étude, il est préférable de travailler avec des phases aléatoires comprises entre  $[0, 1.4\pi]$ . Ce compromis permet à l'algorithme de converger très rapidement et d'une façon plus robuste vis-à-vis la diaphonie du modulateur.

## 3.5.2. COMPENSATION POUR TOUTE LA SURFACE

Dans la section 3.4.2, nous avons supposé que la réponse du modulateur, ainsi que l'effet du cross-talk présent, sont uniformes sur toute sa surface. Toutefois, plusieurs études ont montrées que le comportement d'un PAL-LC-SLM varie d'une zone à une autre [79-82]. La réponse optique de chacun de ses pixels peut présenter des différences significatives par rapport aux autres pixels, et cela est dû essentiellement aux variations de l'épaisseur de la couche du cristal liquide à travers l'ouverture. Dans le cadre de notre travail, cette non-uniformité de modulation s'est manifestée par l'obtention de plusieurs valeurs de  $\gamma$ ,  $r_x$ , et  $r_y$  qui permettent de reconstruire correctement notre objet initial. En d'autres termes, plusieurs combinaisons de ces trois paramètres sont "Vraies" pour une zone donnée et pour M profils de phases utilisés. Cela s'explique par le fait que les trois paramètres calculés décrivent une fonction de transfert "moyenne" pour tout le modulateur. Ce dernier n'a pas les mêmes caractéristiques de modulation sur toute sa surface, ce qui fait que la fonction de transfert n'est pas la même partout.

Afin de mettre en évidence ce qui a été avancé, on décompose notre SLM en quatre zones comme le montre la figure 3.29, puis on reconstruit expérimentalement l'objet rectangulaire de la figure 3.22 (b) sur chacune de ces quatre zones.



**Fig. 3.29** Décomposition du modulateur en quatre zones différentes afin de déterminer les valeurs de  $\gamma$ ,  $r_x$ , et  $r_y$  permettant de reconstruire l'objet rectangulaire dans chacune de ces zones.



### 3.5- Discussions et perspectives

Les reconstructions réalisées prennent en considération l'effet du cross-talk, et ont comme objectif de relever les valeurs de  $\gamma$ ,  $r_x$ , et  $r_y$  permettant de reconstruire l'objet initial pour chacune des quatre zones. Les valeurs obtenues sont montrés dans le tableau ci-dessous.

Zone 1			Zone 2			Zone 3			Zone 4		
$\gamma$	$r_x$	$r_y$	$\gamma$	$r_x$	$r_y$	$\gamma$	$r_x$	$r_y$	$\gamma$	$r_x$	$r_y$
0,3	0,3	0,3	0,1	0,3	0,9	0,1	0,3	0,3	0,1	0,3	0,6
0,4	0,3	0,9	0,2	0,3	0,3	0,3	0,3	0,6	0,1	0,6	0,6
0,5	0,3	0,6	0,3	0,6	0,9	0,3	0,6	0,6	0,3	0,3	0,3
0,5	0,6	0,6	0,5	0,3	0,3	0,5	0,3	0,6	0,3	0,3	0,6
0,5	0,6	0,9	0,5	0,6	0,6	0,5	0,6	0,6	0,5	0,3	0,9
0,7	0,3	0,6	0,7	0,3	0,3	0,7	0,3	0,6	0,5	0,6	0,6
0,7	0,5	0,5	0,9	0,9	0,6	0,9	0,3	0,6	0,7	0,6	0,6

**Table. 3.2** Les valeurs des paramètres  $\gamma$ ,  $r_x$ , et  $r_y$  permettant de reconstruire l'objet initial pour chacune des quatre zones du modulateur.

Nous constatons que la combinaison  $\gamma = 0.5$ ,  $r_x = 0.6$ , et  $r_y = 0.6$  est commune à toutes les zones, même si les reconstructions obtenues pour cette combinaison ne sont pas d'une qualité optimale. Il s'agit donc d'une combinaison décrivant le mieux la fonction de transfert moyenne à toute la surface du modulateur et les M phases aléatoires utilisées. Cette fonction de transfert n'est pas optimale partout et ses valeurs doivent être employées si la réponse du modulateur est considéré uniforme. Cependant, en connaissant la zone adressée du modulateur, et afin de décrire le cross-talk avec plus de précision, les valeurs locales donnant de meilleures valeurs de SNR doivent être utilisées.

### 3.6. CONCLUSION

Les méthodes itératives de reconstruction de phase, connue également sous "phase retrieval methods", sont des techniques qui permettent de remonter au front d'onde d'un objet inconnu grâce à un algorithme itératif, et à un certain nombre de spectres acquis expérimentalement, contenant des informations sur l'état de l'objet. Ces méthodes reposent essentiellement sur la diversité de ces spectre afin d'obtenir un maximum d'informations de sources différentes.

Dans ce chapitre, nous avons présenté une méthode itérative connue sous SSPR (Spread Spectrum Phase Retrieval), basée sur la forte modulation du faisceau diffracté par l'objet par  $M$  distributions de phases aléatoires, introduites à l'aide d'un modulateur spatial de lumière à base de cristaux liquides. L'intérêt majeur de cette technique, à part la diversité des spectres qu'elle fournit, est qu'elle diminue la corrélation entre les  $M$  intensités enregistrées, ainsi que l'intensité de l'ordre 0. Cela permet d'éviter les problèmes liés à la saturation des acquisitions. Ajoutons à cela que le fait d'introduire un modulateur spatial de lumière, et de travailler dans le plan de Fourier, facilite le schéma expérimental et les acquisitions des spectres.

Après l'application de cette technique, nous avons constaté que les résultats expérimentaux obtenus sont de mauvaise qualité. Une étude détaillée des sources d'erreurs est donc menée, dans le but de quantifier leur effet et de les compenser. Certaines erreurs sont dues au mauvais alignement des composants optiques, ce qui nécessite une correction expérimentale ou numérique. D'autre, sont dus aux caractéristiques de modulation non-idéale du SLM utilisé. Ce dernier souffre d'un cross-talk élevé, ce qui se traduit par un étalement des profils de phase adressés, et peut avoir un impact non négligeable sur la convergence de l'algorithme itératif. Les masques de phases appliqués dans l'étape d'acquisition doivent être identiquement réutilisés dans l'étape algorithmique : une faible modification conduit à la non convergence de l'algorithme.

Les mêmes constatations ont été relevées dans les deux études [19] et [57], où l'utilisation d'une lame de phase, caractérisée par moins de cross-talk qu'un modulateur à base de cristaux liquides, fournit des reconstructions de meilleure qualité.

Afin de surmonter ce problème, on considère que la phase réellement affichée sur le SLM, n'est autre que la convolution de la phase adressée par une certaine fonction de transfert propre au modulateur. En se basant sur plusieurs études menées sur ce sujet, et après l'imagerie de la surface de notre SLM, nous considérons que cette fonction de transfert est de forme gaussienne elliptique, et est décrite par trois paramètres. Nous proposons donc une procédure permettant d'évaluer expérimentalement ces trois paramètres, et compenser l'effet du cross-talk. La compensation du cross-talk améliore la qualité des reconstructions, réduit le nombre d'itérations, ainsi que le nombre d'acquisitions nécessaires à la convergence de l'algorithme.

Cependant, on note que les valeurs des trois paramètres calculées, décrivent une fonction de transfert "moyenne" pour tout le modulateur. Ce dernier n'a pas les mêmes caractéristiques de modulation sur toute sa surface, ce qui fait que la fonction de transfert n'est pas optimale partout. Elle représente le mieux le cross-talk sur toute la surface du modulateur, et pour tous les masques de phase utilisés.

Malgré leurs imperfections, les modulateurs spatiaux de lumières à base de cristaux liquides peuvent être très utiles pour les méthodes itératives de reconstruction de phase, à conditions de bien tenir compte de leurs défauts. Ajoutons à cela que contrairement aux lames de phase, ils possèdent une haute résolution, ils sont faciles à manipuler et compacts, ce qui améliore et facilite les conditions expérimentales.

## BIBLIOGRAPHIE

1. R. Ragazzoni, and J. Farinato, "Sensitivity of a pyramidic Wave Front sensor in closed loop Adaptive Optics," *Astronomy and Astrophysics* **350**, L23-L26 (1999).
2. M. Nicolle, "Analyse de front d'onde pour les optiques adaptatives de nouvelle génération: optiques adaptatives à large champ et optique adaptative extrême," (Paris 11. Thèse de Doctorat, 2006).
3. F. Zhang, G. Pedrini, and W. Osten, "Phase retrieval based on wavefront modulation," in *Optical Metrology*(SPIE2007), pp. 661614-661614-661617.
4. "<http://www.phasicscorp.com/>."
5. D. Gabor, "A new microscopic principle," *Nature* **161**, 777-778 (1948).
6. S. Eisebitt, J. Luning, W. F. Schlotter, M. Lorgen, O. Hellwig, W. Eberhardt, and J. Stohr, "Lensless imaging of magnetic nanostructures by X-ray spectro-holography," *Nature* **432**, 885-888 (2004).
7. I. McNulty, J. Kirz, C. Jacobsen, E. H. Anderson, M. R. Howells, and D. P. Kern, "High-Resolution Imaging by Fourier Transform X-ray Holography," *Science* **256**, 1009-1012 (1992).
8. R. W. Gerchberg, and W. O. Saxton, "A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures.," *Optik* **35**, 237-246 (1972).
9. J. R. Fienup, "Reconstruction of a complex-valued object from the modulus of its Fourier transform using a support constraint.," *J. Opt. Soc. Am. A* **4**, 118-123 (1987).
10. J. R. Fienup, "Reconstruction of an object from the modulus of its Fourier transform," *Opt. Lett.* **3**, 27-29 (1978).
11. E. Osherovich, "Numerical methods for phase retrieval," arXiv preprint arXiv:1203.4756 (2012).

12. J. Miao, D. Sayre, and H. N. Chapman, "Phase retrieval from the magnitude of the Fourier transforms of nonperiodic objects," *J. Opt. Soc. Am. A* **15**, 1662-1669 (1998).
13. J. M. Zuo, I. Vartanyants, M. Gao, R. Zhang, and L. A. Nagahara, "Atomic Resolution Imaging of a Carbon Nanotube from Diffraction Intensities," *Science* **300**, 1419-1421 (2003).
14. J. Miao, P. Charalambous, J. Kirz, and D. Sayre, "Extending the methodology of X-ray crystallography to allow imaging of micrometre-sized non-crystalline specimens," *Nature* **400**, 342-344 (1999).
15. D. S. Acton, P. D. Atcheson, M. Cermak, L. K. Kingsbury, F. Shi, and D. C. Redding, "James Webb Space Telescope wavefront sensing and control algorithms," in *SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation*(SPIE2004), pp. 887-896.
16. G. Zhou, Y. Chen, Z. Wang, and H. Song, "Genetic Local Search Algorithm for Optimization Design of Diffractive Optical Elements," *Appl. Opt.* **38**, 4281-4290 (1999).
17. D. Sayre, "Some implications of a theorem due to Shannon," *Acta Crystallographica* **5**, 843-843 (1952).
18. H. Quiney, "Coherent diffractive imaging using short wavelength light sources," *J. of Modern Optics* **57**, 1109-1149 (2010).
19. F. Zhang, G. Pedrini, and W. Osten, "Phase retrieval of arbitrary complex-valued fields through aperture-plane modulation," *Phys. Rev. A* **75**, 043805 (2007).
20. M. Ritsch-Marte, "Applications of Spatial Light Modulators for Optical Trapping and Imaging," in *Frontiers in Optics*(Optical Society of America2010), p. FWM4.
21. M. A. Seldowitz, J. P. Allebach, and D. W. Sweeney, "Synthesis of digital holograms by direct binary search," *Appl. Opt.* **26**, 2788-2798 (1987).
22. J. R. Fienup, "Phase retrieval algorithms: a comparison.," *Appl. Opt.* **21**, 2758-2769 (1982).
23. M. Bierlaire, *Introduction à l'optimisation différentiable* (PPUR presses polytechniques, 2006).

24. W. Saxton, *Computer techniques for image processing in electron microscopy* (Academic Press, 2013).
25. N. C. Gallagher, and B. Liu, "Method for Computing Kinoforms that Reduces Image Reconstruction Error," *Appl. Opt.* **12**, 2328-2335 (1973).
26. J. R. Fienup, "Image reconstruction using the phase variance algorithm," in *Digital Image Synthesis and Inverse Optics*(SPIE1990), pp. 652-660.
27. J. R. Fienup, and A. M. Kowalczyk, "Phase retrieval for a complex-valued object by using a low-resolution image," *J. Opt. Soc. Am. A* **7**, 450-458 (1990).
28. J. R. Fienup, "Iterative method applied to image reconstruction and to computer-generated holograms.," *Opt. Eng.* **19**, 297-305 (1980).
29. J. R. Fienup, and C. C. Wackerman, "Phase-retrieval stagnation problems and solutions," *J. Opt. Soc. Am. A* **3**, 1897-1907 (1986).
30. C. C. Wackerman, and A. E. Yagle, "Avoiding phase-retrieval algorithm stagnation using the zeros of the Fourier magnitude," in *Multidimensional Signal Processing Workshop, 1989., Sixth*(IEEE1989), p. 199.
31. R. Bates, and D. Tan, "Fourier phase retrieval when the image is complex," in *29th Annual Technical Symposium*(SPIE1985), pp. 54-59.
32. H. Takajo, T. Takahashi, R. Ueda, and M. Taninaka, "Study on the convergence property of the hybrid input-output algorithm used for phase retrieval," *J. Opt. Soc. Am. A* **15**, 2849-2861 (1998).
33. A. Levi, and H. Stark, "Image restoration by the method of generalized projections with application to restoration from magnitude," *J. Opt. Soc. Am. A* **1**, 932-943 (1984).
34. J. R. Fienup, "Phase retrieval using boundary conditions," *J. Opt. Soc. Am. A* **3**, 284-288 (1986).
35. R. Rolleston, and N. George, "Image reconstruction from partial Fresnel zone information," *Appl. Opt.* **25**, 178-183 (1986).

36. B.-Z. Dong, Y. Zhang, B.-Y. Gu, and G.-Z. Yang, "Numerical investigation of phase retrieval in a fractional Fourier transform," *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, 2709-2714 (1997).
37. V. Y. Ivanov, M. A. Vorontsov, and V. P. Sivokon, "Phase retrieval from a set of intensity measurements: theory and experiment," *J. Opt. Soc. Am. A* **9**, 1515-1524 (1992).
38. D. C. Redding, S. A. Basinger, A. E. Lowman, A. Kissil, P. Y. Bely, R. Burg, R. G. Lyon, G. E. Mosier, M. Femiano, and M. E. Wilson, "Wavefront sensing and control for a Next-Generation Space Telescope," in *Astronomical Telescopes & Instrumentation*(SPIE1998), pp. 758-772.
39. B. H. Dean, D. L. Aronstein, J. S. Smith, R. Shiri, and D. S. Acton, "Phase retrieval algorithm for JWST flight and testbed telescope," in *SPIE Astronomical Telescopes+ Instrumentation*(SPIE2006), pp. 626511-626511-626517.
40. D. L. Misell, "A method for the solution of the phase problem in electron microscopy," *Journal of Physics D: Applied Physics* **6**, L6 (1973).
41. G. R. Brady, and J. R. Fienup, "Nonlinear optimization algorithm for retrieving the full complex pupil function," *Opt. Express* **14**, 474-486 (2006).
42. L. Camacho, V. Micó, Z. Zalevsky, and J. García, "Quantitative phase microscopy using defocusing by means of a spatial light modulator," *Opt. Express* **18**, 6755-6766 (2010).
43. H. M. L. Faulkner, and J. M. Rodenburg, "Movable Aperture Lensless Transmission Microscopy: A Novel Phase Retrieval Algorithm," *Phys. Rev. Lett.* **93**, 023903 (2004).
44. J. M. Rodenburg, and H. M. L. Faulkner, "A phase retrieval algorithm for shifting illumination," *Appl. Phys. Lett.* **85**, 4795-4797 (2004).
45. G. Pedrini, W. Osten, and Y. Zhang, "Wave-front reconstruction from a sequence of interferograms recorded at different planes," *Opt. Lett.* **30**, 833-835 (2005).
46. P. Almoró, G. Pedrini, and W. Osten, "Complete wavefront reconstruction using sequential intensity measurements of a volume speckle field," *Appl. Opt.* **45**, 8596-8605 (2006).

47. J. W. Goodman, *Introduction to Fourier optics* (McGraw-Hill, 1968).
48. C. Falldorf, M. Agour, C. v. Kopylow, and R. B. Bergmann, "Phase retrieval by means of a spatial light modulator in the Fourier domain of an imaging system," *Appl. Opt.* **49**, 1826-1830 (2010).
49. M. Agour, C. Falldorf, C. v. Kopylow, and R. B. Bergmann, "Automated compensation of misalignment in phase retrieval based on a spatial light modulator," *Applied optics* **50**, 4779-4787 (2011).
50. A. Mazine, and K. Heggarty, "Phase mapping and wavefront analysis based on multi-illumination light fields generated by a spatial light modulator," *Appl. Opt.* **50**, 2679-2691 (2011).
51. P. Bao, F. Zhang, G. Pedrini, and W. Osten, "Phase retrieval using multiple illumination wavelengths," *Opt. Lett.* **33**, 309-311 (2008).
52. P. Bao, G. Situ, G. Pedrini, and W. Osten, "Lensless phase microscopy using phase retrieval with multiple illumination wavelengths," *Appl. Opt.* **51**, 5486-5494 (2012).
53. T. H. Demetrakopoulos, and R. Mittra, "Digital and Optical Reconstruction of Images from Suboptical Diffraction Patterns," *Appl. Opt.* **13**, 665-670 (1974).
54. K. A. Nugent, A. G. Peele, H. N. Chapman, and A. P. Mancuso, "Unique Phase Recovery for Nonperiodic Objects," *Phys. Rev. Lett.* **91**, 203902 (2003).
55. K. A. Nugent, A. G. Peele, H. M. Quiney, and H. N. Chapman, "Diffraction with wavefront curvature: a path to unique phase recovery," *Acta Crystallographica Section A* **61**, 373-381 (2005).
56. A. M. Maiden, and J. M. Rodenburg, "An improved ptychographical phase retrieval algorithm for diffractive imaging," *Ultramicroscopy* **109**, 1256-1262 (2009).
57. C. Kohler, F. Zhang, and W. Osten, "Characterization of a spatial light modulator and its application in phase retrieval," *Appl. Opt.* **48**, 4003-4008 (2009).



58. W. Chen, and X. Chen, "Focal-plane detection and object reconstruction in the noninterferometric phase imaging," *Journal of the Optical Society of America A* **29**, 585-592 (2012).
59. E. J. Candes, Y. C. Eldar, T. Strohmer, and V. Voroninski, "Phase retrieval via matrix completion," *SIAM Review* **57**, 225-251 (2015).
60. Y. C. Eldar, and S. Mendelson, "Phase retrieval: Stability and recovery guarantees," *Applied and Computational Harmonic Analysis* **36**, 473-494 (2014).
61. V. Lorient, O. Mendoza-Yero, J. Pérez-Vizcaíno, G. Mínguez-Vega, R. de Nalda, L. Bañares, and J. Lancis, "Fresnel phase retrieval method using an annular lens array on an SLM," *Applied Physics B* **117**, 67-73 (2014).
62. R. Trahan, and D. Hyland, "Mitigating the effect of noise in iterative projection phase retrieval," in *Signal Recovery and Synthesis*(Optical Society of America2014), p. SM2F. 5.
63. Y. Shechtman, Y. C. Eldar, O. Cohen, H. N. Chapman, J. Miao, and M. Segev, "Phase retrieval with application to optical imaging," arXiv preprint arXiv:1402.7350 (2014).
64. A. Qu, A. Goy, and J. Fleischer, "Phase Retrieval Using Optimized Conjugated Illumination," in *Computational Optical Sensing and Imaging*(Optical Society of America2015), p. CTh1E. 3.
65. E. J. Candes, X. Li, and M. Soltanolkotabi, "Phase retrieval via Wirtinger flow: Theory and algorithms," *Information Theory, IEEE Transactions on* **61**, 1985-2007 (2015).
66. W. Chen, X. Chen, and C. J. Sheppard, "Optical image encryption based on diffractive imaging," *Opt. Lett.* **35**, 3817-3819 (2010).
67. C. Lingel, M. Hasler, T. Haist, G. Pedrini, and W. Osten, "A benchmark system for the evaluation of selected phase retrieval methods," in *Proc. SPIE 9132*, pp. 91320R-91320R-91328

68. R. James, F. A. Fernández, S. E. Day, M. Komarcevic, and W. A. Crossland, "Modeling of the diffraction efficiency and polarization sensitivity for a liquid crystal 2D spatial light modulator for reconfigurable beam steering," *J. Opt. Soc. Am. A* **24**, 2464-2473 (2007).
69. K.-H. F. Chiang, S.-T. Wu, and S.-H. Chen, "Fringing field effect of the liquid-crystal-on-silicon devices," *Japanese Journal of Applied Physics* **41**, 4577 (2002).
70. M. Persson, D. Engström, J. Bengtsson, and M. Goksör, "Realistic Treatment of Spatial Light Modulator Pixelation in Real-Time Design Algorithms for Holographic Spot Generation," in *Digital Holography and Three-Dimensional Imaging*(Optical Society of America, Tokyo, 2011), p. DWC32.
71. T. Haist, C. Lingel, R. Adler, and W. Osten, "Parallelized genetic optimization of spatial light modulator addressing for diffractive applications," *Appl. Opt.* **53**, 1413-1418 (2014).
72. S. Serati, and J. Stockley, "Advances in liquid crystal based devices for wavefront control and beamsteering," in *Optics & Photonics 2005*(International Society for Optics and Photonics2005), pp. 58940K-58940K-58913.
73. B. Apter, U. Efron, and E. Bahat-Treidel, "On the Fringing-Field Effect in Liquid-Crystal Beam-Steering Devices," *Appl. Opt.* **43**, 11-19 (2004).
74. U. Efron, B. Apter, and E. Bahat-Treidel, "Fringing-field effect in liquid-crystal beam-steering devices: an approximate analytical model," *JOSA A* **21**, 1996-2008 (2004).
75. C. Lingel, T. Haist, and W. Osten, "Examination and optimizing of a liquid crystal display used as spatial light modulator concerning the fringing field effect," in *SPIE Optical Engineering+ Applications*(SPIE2012), pp. 84900H-84900H-84906.
76. G. Lazarev, A. Hermerschmidt, S. Krüger, and S. Osten, "LCOS Spatial Light Modulators: Trends and Applications," in *Optical Imaging and Metrology: Advanced Technologies*, W. Osten, and N. Reingand, eds. (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2012), pp. 1-27.
77. M. Persson, D. Engström, and M. Goksör, "Reducing the effect of pixel crosstalk in phase only spatial light modulators," *Opt. Express* **20**, 22334-22343 (2012).

78. A. Marquez, C. Iemmi, I. Moreno, J. Campos, and M. J. Yzuel, "Anamorphic and spatial frequency dependent phase modulation on liquid crystal displays. Optimization of the modulation diffraction efficiency," *Opt. Express* **13**, 2111-2119 (2005).
79. J. L. Harriman, A. Linnenberger, and S. A. Serati, "Improving spatial light modulator performance through phase compensation," in *Advanced Wavefront Control: Methods, Devices, and Applications II*, J. D. Gonglewski, M. T. Gruneisen, and M. K. Giles, eds. (SPIE, Denver, 2004), pp. 58-67.
80. X. Xun, and R. W. Cohn, "Phase calibration of spatially nonuniform spatial light modulators," *Appl. Opt.* **43**, 6400-6406 (2004).
81. P. Grother, and D. Casasent, "Optical path difference measurement techniques for SLMs," *Opt. Commun.* **189**, 31-38 (2001).
82. J. Otón, P. Ambs, M. S. Millán, and E. Pérez-Cabré, "Multipoint phase calibration for improved compensation of inherent wavefront distortion in parallel aligned liquid crystal on silicon displays," *Appl. Opt.* **46**, 5667-5679 (2007).



# CONCLUSION ET PERSPECTIVES

L'étude présentée dans ce manuscrit se divise en trois grandes parties. La première partie traite les différents types de modulateur spatiaux de lumière, ainsi que leurs modes de fonctionnement, principalement ceux qui sont basés sur la technologie **LCD** (Liquid Crystal Displays). Comme ils sont nombreux et dérivent de plusieurs phénomènes physiques, leurs domaines de codages sont différents, et donc le choix du modulateur doit être adapté en fonction de l'application menée. De ce fait, nous avons choisi de travailler avec un PAL-LC-SLM (Parallel Aligned Liquid Crystal Spatial Light Modulator) fourni par Hamamatsu, vu sa capacité à effectuer une modulation de phase pure, non couplée avec une modulation d'amplitude. Afin de garantir un fonctionnement optimal de ce modulateur, nous avons déterminé sa **LUT** (Look-up-table), qui est spécifique à la longueur d'onde du laser employé (638 nm). Cette LUT permet d'obtenir une réponse linéaire sur l'intervalle  $[0, 2\pi]$  : lorsque le niveau de gris adressé passe de 0 à 255 le déphasage appliqué par le modulateur passe de 0 à  $2\pi$ . De plus, nous avons évalué expérimentalement les aberrations introduites par sa surface non plane. Ces distorsions du front d'onde, de l'ordre de quelques longueurs d'onde, constituent pour certaines applications sensibles une source de bruit, d'où l'importance de les auto-compenser par le modulateur.

Dans une deuxième partie de cette thèse, nous avons démontré expérimentalement plusieurs types d'applications possibles avec le modulateur choisi, et dans diverses disciplines scientifiques. Son utilisation s'avère très avantageuse en microscopie où il peut être implémenté à la fois dans le trajet d'illumination et le trajet d'imagerie. Il est également très présent en holographie, pour afficher dynamiquement des éléments optiques diffractives sans aucune intervention humaine ou modification du schéma expérimental.

Nous avons aussi établi deux applications intéressantes en optique adaptative : la génération des fronts d'ondes et des lentilles dynamiques, ainsi que la compensation des aberrations introduites par les composants optiques du système. Ce modulateur a encore trouvé un intérêt dans les méthodes dites **PSI** (Phase Shifting Interferometry) : il s'agit d'une famille de techniques interférométriques permettant de remonter à la phase perdue d'un front d'onde. Le modulateur peut être employé pour toutes les techniques existantes afin d'appliquer un déphasage précis et rapide. Ajoutons à tout cela, le fait que c'est un composant compact, robuste, avec une haute résolution et facile à adresser.

La troisième grande partie porte sur les méthodes itératives de reconstruction de phase, connue également sous "phase retrieval methods ". C'est une technique permettant de remonter à la phase et à l'amplitude d'un front d'onde complexe, en utilisant un algorithme itératif, et un nombre de spectres acquis expérimentalement. Les spectres sont collectés soit dans le domaine de Fourier soit dans celui de Fresnel, et comportent des informations sur l'état de l'objet initial. Ces méthodes reposent essentiellement sur la diversité des spectres afin d'obtenir un maximum d'informations de sources différentes. Nous présentons donc une méthode itérative nommée **SSPR** (Spread Spectrum Phase Retrieval), basée sur la forte modulation du faisceau diffracté par l'objet par M distributions de phases aléatoires introduites à l'aide d'un modulateur spatial de lumière à base de cristaux liquides. Les acquisitions des M spectres correspondants sont réalisées dans le plan de Fourier. Les intérêts majeurs de cette technique, à part la diversité des spectres qu'elle fournit, est qu'elle diminue la corrélation entre les M intensités enregistrées, ainsi que l'intensité de l'ordre 0, ce qui permet d'éviter les problèmes liés à la saturation des acquisitions.

Après l'application de cette technique, nous constatons que les reconstructions expérimentales obtenues sont de mauvaise qualité. Nous menons donc une étude détaillée des sources d'erreurs, dans le but de quantifier leurs effets et de les compenser. Plusieurs sources d'erreurs sont dues aux défauts et au mauvais alignement des composants optiques, ce qui nécessite une correction expérimentale et/ou numérique. D'autres, sont dues aux caractéristiques de modulation non-idéale du modulateur utilisé. Ce dernier souffre d'un cross-talk élevé ce qui se traduit par un étalement des profils de phase adressés. Ce cross-talk a un impact non négligeable sur la méthode SSPR, surtout que les M masques de phases

appliqués dans l'étape d'acquisition doivent être identiquement repris dans l'étape algorithmique. Ce même résultat a été observé dans les deux études [1, 2], où l'utilisation d'une lame de phase comme masque (ne souffrant pas du cross-talk), fournit des reconstructions de meilleure qualité.

Afin de contourner ce problème, on considère que la phase réellement affichée sur le SLM, est une convolution entre la phase adressée et une certaine fonction de transfert propre au modulateur. Basé sur l'imagerie de la surface de notre SLM, ainsi que sur plusieurs études précédentes du sujet [3, 4], nous représentons cette fonction de transfert par une fonction gaussienne elliptique décrite par trois paramètres  $\gamma$ ,  $r_x$ , et  $r_y$ . Ensuite, nous proposons une procédure expérimentale permettant d'évaluer ces trois paramètres, et compenser le cross-talk. La compensation du cross-talk améliore la qualité des reconstructions, réduit le nombre d'itérations, ainsi que le nombre d'acquisitions nécessaires à la convergence de l'algorithme itératif.

Les perspectives d'amélioration portent à la fois sur les composants optiques du schéma expérimental, ainsi que sur le modulateur et sa commande.

Nous avons peu étudié les problèmes liés aux bruits du capteur CCD utilisé, et leur effet sur les spectres d'intensités collectés. Ces derniers constituent un élément crucial à la réussite de la méthode et à la convergence de l'algorithme, d'où l'importance de les acquérir dans des conditions optimales. Une acquisition en HDR, améliore le rapport signal à bruit induit par la variation d'intensité entre l'ordre central et les ordres secondaires. Un post traitement de ces spectres peut également être effectué afin de supprimer les bruits présents sans détériorer les contours.

De même, les performances générales de la méthode peuvent être améliorées en choisissant bien la commande adressée sur le modulateur. La distribution et l'intervalle dans lequel se trouvent les  $M$  phases aléatoires semblent avoir un impact important sur l'application de cette technique, surtout que le poids du cross-talk dépend des sauts de phase dans les profils employés. Autrement dit, l'intervalle des phases aléatoires doit d'un côté garantir la convergence de l'algorithme, et de l'autre, limiter l'effet du cross-talk.

Enfin, et comme nous l'avons signalé à la fin du chapitre 3, les valeurs calculées des trois paramètres  $\gamma$ ,  $r_x$ , et  $r_y$ , représentent une combinaison décrivant le mieux une fonction de transfert moyenne valable pour les M phases aléatoires utilisées et pour toutes les zones du modulateur. Ce dernier n'a pas les mêmes caractéristiques de modulation sur toute sa surface, ce qui fait que la fonction de transfert n'est pas optimale partout. Elle représente le mieux le cross-talk sur toute la surface du modulateur, et pour tous les masques de phase utilisés. De ce fait, et comme dans le cas du calcul de la LUT, nous avons calculé une table regroupant tous les paramètres du cross-talk pour quatre zones différentes du SLM. Le nombre de zone peut être affiné, et d'autres modèles plus précis et plus complexes que la bi-gaussienne, peuvent aussi être calculés afin de mieux décrire le cross-talk.

Pour résumer, malgré leurs imperfections, les modulateurs spatiaux de lumières à base de cristaux liquides peuvent être très utiles pour les méthodes itératives de reconstruction de phase, à condition de bien tenir compte de leurs défauts. Ajoutons à ça que contrairement aux lames de phase, ils sont faciles à manipuler et compacts, ce qui se traduit par une amélioration des conditions expérimentales surtout qu'ils sont reconfigurables sans mouvement mécanique.

En termes d'applications directes de la technique développée dans cette étude, une première serait l'analyse des aberrations introduites par le zoom optique d'un microscope avec la méthode itérative SSPR, puis de les compenser en ajoutant un SLM dans le trajet d'illumination [5]. Une seconde application serait d'employer le modulateur dans le microscope tomographique diffractif développé au laboratoire MIPS, pour réaliser un décalage de phase avec compensation des aberrations [6]. Ce même modulateur peut aussi être utilisé pour la création des faisceaux de Bessel [7], qui, vu leur nature peu diffractive sur les courtes distances, trouvent un large champ d'application.



## BIBLIOGRAPHIE DE LA CONCLUSION

1. F. Zhang, G. Pedrini, and W. Osten, "Phase retrieval of arbitrary complex-valued fields through aperture-plane modulation," *Physical Review A* **75**, 043805 (2007).
2. C. Kohler, F. Zhang, and W. Osten, "Characterization of a spatial light modulator and its application in phase retrieval," *Appl. Opt.* **48**, 4003-4008 (2009).
3. B. Apter, U. Efron, and E. Bahat-Treidel, "On the Fringing-Field Effect in Liquid-Crystal Beam-Steering Devices," *Appl. Opt.* **43**, 11-19 (2004).
4. M. Persson, D. Engström, and M. Goksör, "Reducing the effect of pixel crosstalk in phase only spatial light modulators," *Opt. Express* **20**, 22334-22343 (2012).
5. P. Pankajakshan, Z. Kam, A. Dieterlen, and J.-C. Olivo-Marin, "Characterizing the 3-D field distortions in low numerical aperture fluorescence zooming microscope," *Opt. Express* **20**, 9876-9889 (2012).
6. H. Liu, J. Bailleul, B. Simon, M. Debailleul, B. Colicchio, and O. Haeberlé, "Tomographic diffractive microscopy and multiview profilometry with flexible aberration correction," *Appl. Opt.* **53**, 748-755 (2014).
7. T. Čižmár, and K. Dholakia, "Tunable Bessel light modes: engineering the axial propagation," *Opt. Express* **17**, 15558-15570 (2009).



# ABSTRACT

Since the 50s, recovering the phase information of a diffracted beam has a major interest in several fields such as microscopy, astronomy and many others. Generally, the solutions fall into two broad categories: interferometric methods and iterative methods based on beam propagation. The advantage of the latter is that they are less sensitive to noise, and their experimental implementation is simpler. Also, the progress in computer technologies as well in digital imaging devices makes the application of this approach easier and more interesting. However, even if the effectiveness of these methods has been demonstrated in several fields, their use remained limited because of certain requirements on experimental conditions, and the non-convergence of their algorithm to a single solution in many cases. This is even more true for the so-called "complex objects" having an amplitude and a phase, which can greatly reduce their field of application.

To overcome the convergence problems and improve the robustness of these methods, many experimental strategies have been employed. They are all based on the same principle, which consists of introducing new well-known constraints in the object plane. This increases the number of acquired spectrum, and therefore diversifies the sources of information about the initial object, which will help the iterative algorithm to converge more quickly towards the final solution. As examples of such experimental strategies, one can record several spectra from different areas of the object, or modulate the wavelength of the incident beam, or also acquire the spectrums across two or more parallel planes connected through Fresnel or Fourier transform.

In this context, the present work aims to experimentally demonstrate a technique known as SSPR (Spread Spectrum Phase Retrieval), proposed in 2007 by Zhang, while modifying it in order to make it more flexible. The idea is to introduce, using a liquid crystal spatial light modulator M strong phase modulation into the object field, then record in the Fourier plane

the  $M$  corresponding spectrums. These  $M$  acquisitions will then be used in an iterative algorithm what will allow us to recover the object wavefront by simulating the propagation of the light between spatial and frequency spaces.

The first part of this thesis includes a complete study on spatial light modulators in order to select the best one and the most suited for our application. Once liquid crystal spatial light modulators in the parallel aligned configuration are selected, we present their technical characteristics, as well as the calibration tests needed to ensure their linear and optimal functioning. Then we experimentally demonstrate several possible applications with this type of component, in various scientific fields, like holography, microscopy, adaptive optics and interferometric methods to reconstruct the phase of a beam.

In the second part, we focus our work around the SSPR iterative approach. We will show how to simplify the implementation of this method by using a liquid crystal spatial light modulator, and by working in Fourier plane instead of Fresnel plane. However, after applying SSPR we have noticed that the quality of experimental results is quite inferior to the quality of simulation results. Therefore, a detailed study of the noise sources is conducted. Each of these noise sources adds its own contribution, yet modulator cross-talk remains the factor that deteriorates the most the quality of reconstructions. In practice liquid crystal spatial light modulators are known to have a strong cross-talk between their pixels commonly recognized as fringing field effect. As the pixels are micrometric, each addressed one affects its neighbors, and thus, the phase retardation obtained from a pixel will not be uniform over its entire surface. This will result in a blurring effect of the desired sharp edge between the pixels. Therefore, the real displayed phase map will be very different from the addressed one. Yet, as the success of the method relies on the precise knowledge of the  $M$  phase masks used during the acquisitions stage, to employ the same ones in the iterative stage, such behavior of the modulator will greatly affect the convergence of the algorithm. To overcome this problem, we consider that the cross-talk can be modeled by a transfer function, and propose a procedure to estimate it in order to compensate this fringing field effect. Finally, this approach is experimentally confirmed by obtaining reconstructions with improved quality and contrast.